Universitatea "Babeş-Bolyai"
Facultatea de Fizică

FIZICA PLASMEI ŞI APLICAȚII

Lucrări de laborator

G.D. POPESCU S.D. ANGHEL

II 337.881

Cluj-Napoca
1999

BCU LIBRARY CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BIBL. CENTR. UNIV.
„M. EMINESCU" IAŞI
II 337. 881

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Universitatea "Babeş-Bolyai"
Facultatea de Fizică

159757

FIZICA PLASMEI ŞI APLICAŢII

Lucrări de laborator

G.D. POPESCU S.D. ANGHEL

Cluj-Napoca
1999

ALE

018522
B.C.U. - IASI

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Referenți:

lect.univ.dr. Karacsony Janos
lect.univ. Dumitru Stănilă

Fizica plasmei
Lucrări practice
533.9(076.5)

Contribuția autorilor:

G.D. Popescu
lucrările: 1, 2, 7, 8, 9 şi 12

S.D. Anghel
lucrările: 3, 4, 5-6, 10 şi 11

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

INTRODUCERE 5

TEHNICA PRESIUNILOR SCĂZUTE

Lucrarea nr. 1

PRODUCEREA PRESIUNILOR SCĂZUTE 7

Lucrarea nr.2

MĂSURAREA PRESIUNILOR SCĂZUTE 15

PLASMA DASCĂRCĂRILOR ÎN GAZE LA PRESIUNI JCASE

Lucrarea nr.3

STRĂPUNGEREA GAZELOR IN CURENT CONTINUU 23

Lucrarea nr. 4

STRĂPUNGEREA GAZELOR
ÎN CÂMPURI ELECTRICE DE RADIOFRECVENȚĂ 30

APLICAȚII

Lucrările nr.5 - 6

APLICAȚII ANALITICE ALE PLASMELOR
DE RADIOFRECVENȚĂ ŞI MICROUNDE 37

Lucrarea Nr.7

TIRATRONUL 54

PROCESE FUNDAMENTALE

Lucrarea nr. 8

EMISIA TERMOELECTRONICĂ
ŞI EMISIA ELECTRONICA DE CÂMP 60

Lucrarea nr.9

EMISIA FOTOELECTRONICĂ
ŞI EMISIA ELECTRONICĂ SECUNDARĂ 67

DIAGNOSTICUL PLASMEI

Lucrarea nr. 10

DIAGNOSTICAREA PLASMELOR
CU AJUTORUL SONDEI SIMPLE 79

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea nr.11
DETERMINAREA TEMPERATURII UNEI PLASME DIN INTENSITATEA LINIILOR DE EMISIE 84
Lucrarea nr. 12
REZONANȚELE UNEI COLOANE DE PLASMĂ 90

BIBLIOGRAFIE 96

ANEXE 98

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

INTRODUCERE

"Fizica plasmei este studiul particulelor încărcate, aflate în număr suficient de mare pentru ca forța Coulomb-iană de rază lungă să determine proprietățile lor statistice, dar având concentrația suficient de mică pentru ca forța datorată unei particule vecine apropiate să fie mult mai mică decât forța Coulombiana exercitată de multe alte particule îndepărtate" [18]. Definiția de mai sus reflectă o accepțiune modernă a obiectului fizicii plasmei; disciplina examinează acele colecții de particule încărcate ale căror proprietăți sunt determinate în principal de manifestările colective, coerente, ale componentelor. Acest punct de vedere s-a conturat în a doua jumătate a secolului ce se încheie, și aduce ceva în plus față de simpla stare ionizată despre care W. CROOKES (1879) vorbea ca fiind "a patra stare a materiei" și pe care L. TONKS și I. LANGMUIR (1929) au denumit-o "plasmă". Autorii amintiți se refereau la mediul ionizat creat de o descărcare electrică în gaze, dar starea de plasmă are o răspândire infinit mai mare, ea reprezentând cel puțin 99,9 % din Universul aparent. Temperatura scăzută a Pământului, densitatea sa mare, fac ca el să fie o excepție, un grăunte neînsemnat în acest "ocean" de plasmă. Dar tocmai această stare de excepție a făcut ca oamenii să se aplece în primul rând asupra studiului stărilor condensate și a gazelor neutre, existente în abundență pe Pământ. Există și plasme pe glob, dar ele sunt sau "prea sus" (ionosfera) sau "prea jos" (miezul fierbinte al Pământului) pentru a fi studiate îndeaproape. Așa că, dacă vrem să cercetăm proprietățile plasmelor, trebuie întâi să le producem. Ceeace nu este întotdeauna foarte simplu.

De ce studiem plasma? Parafrazând un alpinist celebru, facem aceasta în primul rând "pentru că ea există !".Creșterea continuă a sferei de interes face ca granițele cercetării științifice fundamentale să fie lărgite fără răgaz, iar ieșirea omului în Cosmos impune cunoașterea realității fizice a acestuia. In al doilea rând, studiem plasma pentru importantele ei aplicații, care au contribuit hotărâtor la dezvoltarea multor domenii ale fizicii contemporane (fizica atomică, astrofizica, chimia, fizica moleculară, fizica atmosferei, fizica solidelor și altele). De asemenea este suficient să amintim că fizica plasmei este cea care rezolvă problema consumului de energie pe Pământ - făcând posibilă producerea în laborator a reacțiilor de fuziune termonucleară - pentru a convinge că ne aflăm în fața unei discipline de primă importanță.

BCU ASSOCIATION LIBRARY

Această (lungă) introducere urmăreşte să stârnească interesul studenţilor pentru o disciplină rămasă la noi oarecum "în umbră". Dotarea modestă a laboratorului ce însoţeşte – la toate secţiile Facultăţii de Fizică – cursul de Fizica plasmei, ne-a obligat uneori la soluţii sub aspiraţiile noastre. Chiar şi în aceste condiţii, am încercat să prezentăm pentru studiu experimente clasice, organic legate de materia de curs. Am păstrat şi două lucrări mai puţin evident legate de fizica plasmei, dar care procură o cantitate respectabilă de informaţie ştiinţifică ; ţinem sa mulţumim cu această ocazie D-lui Prof.dr. Petre Ştefiu pentru contribuţia directă la realizarea lor. Speranţa noastră este ca pe măsură ce studiile de fizica plasmei şi aplicarea lor vor lua amploare, să reuşim şi noi să modernizăm şi să dezvoltăm lucrările de laborator existente, adăugând şi altele la nivelul cerinţelor începutului de mileniu. Se cuvine în încheiere să mulţumim tuturor celor care ne-au permis efectuarea de lucrări în laboratoarele de care răspund, precum şi referenţilor prezentului îndrumător pentru observaţiile critice şi încurajările colegiale.

Autorii

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY

PRODUCEREA PRESIUNILOR SCĂZUTE

I. Noțiuni introductive

Prin vid (vacuum) se înțelege un mediu gazos unde presiunea – sau concentrația – sunt sub cele atmosferice standard. Deşi nu este cea mai adecvată alegere, **presiunea** este în mod curent utilizată pentru caracterizarea vidului. Conform ultimelor norme internaționale (A.V.S., 1980) este acceptată următoarea clasificare [4]:

Denumirea domeniului de vid	Presiunea	
	Pa ($N.m^{-2}$)	torr
coborât (slab)	10^5 – $3,3.10^3$	~ 750 – 25
mediu	$3,3.10^3$ – 10^{-1}	25 – $7,5.10^{-4}$
înalt (înaintat)	10^{-1} – 10^{-4}	$7,5.10^{-4}$ – $7,5.10^{-7}$
foarte înalt	10^{-4} – 10^{-7}	$7,5.10^{-7}$ – $7,5.10^{-10}$
ultraînalt	10^{-7} – 10^{-10}	$7,5.10^{-10}$ – $7,5.10^{-13}$
ultraînalt extrem	10^{-10} →	$7,5.10^{-13}$ →

Presiunea reprezintă un parametru convenabil deoarece este relativ uşor de măsurat. Sub anumite limite de rarefiere a gazului însă, ea nu mai este potrivită pentru explicarea fenomenelor care au loc în vid; o caracterizare mult mai exactă a acestora o pot face alte mărimi fizice, cum ar fi **concentrația moleculelor**:

$$n_m = 7,24 \cdot 10^{10} \cdot p \cdot T \qquad (1.1)$$

sau **drumul liber mediu**

$$\lambda = 3,107.10^{16} \cdot p^{-1} \cdot T^{-2} \cdot \delta_m \qquad (1.2)$$

(unde p este presiunea, T - temperatura absolută şi δ_m diametrul molecular, toate exprimate în unități ale S.I.). După cum uşor se poate vedea, presiunea nu defineşte concentrația decît cu condiția ca temperatura să fie cunoscută. Răcind un volum închis de gaz presiunea va scădea, fără însă ca să se modifice concentrația moleculelor.

Este de neimaginat realizarea unui vid absolut. Chiar în condițiile vidului ultraînalt extrem (10^{-10} Pa) şi a unei temperaturi foarte scăzute (4

K) vor exista încă , teoretic, cca. 30 molecule / m^3. Spunem teoretic, deoarece există cauze care fac dificilă – dacă nu imposibilă – obținerea unor astfel de concentrații. Printre acestea se numără **adsorbția gazelor** pe peretele incintei vidate. Când gazul din incintă este evacuat, gradientul de concentrație provoacă **dezadsorbția** – cu atât mai accentuată, cu cât presiunea este mai scăzută și temperatura peretelui mai ridicată. Pereții incintelor unde se urmărește obținerea de presiuni joase, cum ar fi instalațiile de plasmă obținută prin descărcări electrice în gaze rarefiate, sunt "degazați" în prelabil prin încălzire concomitentă cu pomparea. O atenție deosebită se acordă utilizării pentru pereți a materialelor cu coeficient de emisie secundară cât mai redus (vezi și Lucrarea Nr.9), precum și degazării electrozilor metalici .

O altă dificultate întâlnită în obținerea și menținerea presiunilor scăzute o reprezintă **defecțiunile de etanșeitate**. Pentru a face o evaluare cantitativă a efectelor infiltrărilor de gaz, va trebui sa definim câteva mărimi uzuale în astfel de calcule: Astfel, **cantitatea de gaz** aflată într-o incintă de volum V cu temperatura cunoscută este determinată de produsul p.V, și în consecință se poate exprima în unități ca torr. cm^3 , sau Pa.m^3 . **Fluxul de gaz** Q (torr.$cm^3.s^{-1}$) joacă rolul intensității curentului electric în legea lui OHM, iar presiunea pe cel al tensiunii, conform:

$$Q = G.(p_2 - p_1); \qquad (1.3)$$

G se numește tot **conductanță** , se măsoară – de exemplu – în cm^3/s și este caracteristică conductei sau orificiului prin care are loc scurgerea de gaz. Pentru un tub infinit de scurt, deci un orificiu într-un perete fin, conductanța se calculează conform :

$$G = \frac{vA}{4} \propto \sqrt{\frac{T}{m}} \qquad (1.4)$$

unde v este viteza medie a moleculelor de gaz prin orificiu, A este suprafața orificiului , iar m – masa moleculară. Iată un exemplu :

Pentru aer, la temperatura camerei, o valoare tipică pentru v este 5.10^4 cm / s; în acest caz,

$$G \approx 1{,}2.10^4 . A \quad (cm^3 . s^{-1}) . \qquad (1.5)$$

Pentru un tub cilindric de lungime L și diametru D, conductanța poate fi calculată conform

$$G \approx 1{,}2.10^4 . D^2 / L \quad (cm^3 . s^{-1}), \qquad (1.6)$$

cu L și D în cm. In cazul legării în paralel a două tuburi de conductanțe G_1 și G_2, conductanța totală se va calcula după

C.U. „M. EMINESCU" IAŞI

$$G_t^{-1} = G_1^{-1} + G_2^{-1} . \qquad (1.7)$$

Dacă orificiul în cauză este, să zicem, o fisură de numai un micrometru dimensiune, fluxul de aer ce pătrunde în incinta vidată din atmosferă va fi conform valorilor amintite:

$$Q \cong 5.10^4 . \pi . (10^{-8}/4).(1/4). 760 \sim 0,3 \quad (torr.cm^3.s^{-1}),$$

ceeace spune că după cca. o oră într-un vas de un litru perfect vidat - dar care are un astfel de orificiu - presiunea devine 1 torr.

O altă cauză care împiedică obținerea vidului avansat este prezența unor lichide în incintă. Atâta timp cât există faza lichidă, nu poate fi obținută o presiune mai mică decât cea a vaporilor saturanți, p_s. De pe o suprafață de 1 cm^2 se evaporă în fiecare secundă o cantitate

$$M = 2. p_s / (\pi . v) \quad (g. cm^{-2}. s^{-1}) ; \qquad (1.8)$$

în cazul apei, cu p_s=17 torr la temperatura camerei şi $v = 5.10^4$ $cm .s^{-1}$, $M = 0,3$ $g.cm^{-2}.s^{-1}$ - ceeace nu este dificil de eliminat. Mai dificil stau lucrurile când lichidul este mercurul, cu presiunea de vapori de cca. 10^4 ori mai mică decât a apei şi a cărui eliminare durează incomparabil mai mult.

II. Pompe de vid

Există o varietate întreagă de dispozitive pentru obținerea presiunilor scăzute, având caracteristici foarte diferite. Pompele pot fi împărțite, în mare, în două categorii:

1° **Pompe de compresie** :
- Pompe rotative cu piston;
- Pompe de difuzie;

2° **Pompe moleculare** :
- Pompe de absorbție;
- Getteri;
- Pompe ionice;
- Criopompe.

Dintre toate acestea, numai pompele rotative şi cele de absorbție sunt capabile să funcționeze pornind de la presiune atmosferică, motiv pentru care sunt denumite pompe de vid preliminar (de "vor Vakuum", în limba germană). Celelalte sunt efective numai începând de la presiuni scăzute, presiuni la care se ajunge cu ajutorul pompelor de vid preliminar. Dintre acestea, pompele de absorbție folosesc decompresia produsă de scurgerea repidă a unui lichid ; "trompa de apă" folosită de chimişti este un exemplu de astfel de dispozitiv. Şi pompele cu zeoliți

(site moleculare) pot fi eficiente la presiuni atmosferice ; în laboratorul nostru însă se utilizează pentru vid preliminar numai

II.1 Pompa rotativă cu piston

Ea este capabilă să scadă presiunea până la $10^{-2} \div 10^{-4}$ torr. Schema construcției ei este dată în Fig.1.1. In cilindrul (1) este rotit cu ajutorul unui motor electric un piston (2) – tot cilindric. Axul pistonului este excentric față de cel al cilindrului, iar două palete incorporate şi mobile presează pe corpul cilindrului. La asigurarea etanşeității contribuie şi scufundarea pompei într-un ulei special, cu degajare redusă de gaz la încălzire, şi care joacă şi rol de lubrifiant. Fereastra de inspectare (5) permite verificarea nivelului uleiului. Paleta preia gazul difuzat prin conducta (3) şi îl elimină prin supapa (valva) (4). Dacă la fiecare rotație este evacuat un volum V_p de gaz, viteza de pompare S va fi

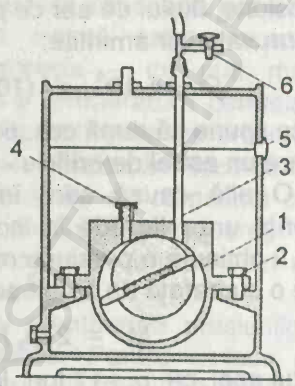


Fig.1.1

$$S = f \cdot V_s \qquad (1.9)$$

unde f este frecvența de rotație. Viteza este cuprinsă, în general, între 10 litri pe minut şi 1.000 l / min şi, conform relației de mai sus, ar trebui să nu depindă de presiune. In realitate S scade o dată cu micşorarea presiunii, şi devine zero la "presiunea de baza". Prin aceasta din urmă se înțelege cea mai joasă presiune pe care o poate realiza pompa ; ea nu este determinată, cum s-ar crede la prima vedere, de presiunea de vapori a uleiului , ci de viteza de condensare a vaporilor de apă conținuți în ulei. Pompa noastră este prevăzută cu un robinet "de balast" (6) prin care se introduce aer pentru eliminarea condensului vaporilor de apă. Robinetul este deschis în faza inițială de funcționare şi se închide la intrarea pompei în regim.

II.2 Pompa de difuzie

Pompa de difuzie (sau pompa GAEDE) poate funcționa cu mercur sau cu ulei. In Fig.I.2 este reprezentată construcția obişnuită a unei pompe de difuzie cu mercur. Pe fundul balonului de sticlă (1) încălzit de reşoul (2) (electric sau cu gaz) se află mercur. Cu ajutorul unei pompe de vid preliminar, montată "în serie", aerul din balon este rarefiat până la

BCU IASI CENTRUL DE INFORMARE LIBRARY

o presiune sub 10^{-1} torr, după care se încălzeşte mercurul. Acesta din urmă se evaporă, vaporii sunt opriţi de conul (3) şi deturnaţi în interiorul refrigerentului (4), racit de obicei cu apă curentă. Vaporii se condensează şi mercurul "cade" cu o viteză de câteva sute de metri pe secundă, fiind recuperat şi readus în boiler prin conducta (5). In căderea lor atomii de mercur antrenează moleculele de aer provenite din incinta care trebuie vidată (legată în (6) cu ajutorul unui "şlif") şi le evacuează prin (7) spre pompa de vid preliminar. Dacă între incinta de vidat şi pompă se intercalează o "trapă" (capcană) cu azot lichid (8), o astfel de instalaţie permite atingerea unor presiuni de cca. 10^{-6} torr. Avantajele folosirii mercurului sunt importante: a) densitatea şi vâscozitatea ridicate asigură circularea sa imediată încălzirii, şi b) nu se descompune prin încălzire. In schimb este toxic, presiunea sa de vapori este de ~ 10^{-3} torr la 15°C (deci nu se poate coborî sub această presiune fără trapa de azot) şi reacţionează puternic cu metalele – în special cu aluminiul, zincul şi cuprul. Pompele de difuzie cu ulei au o construcţie asemănătoare şi acelaşi principiu de funcţionare. Sunt mai răspândite decât cele cu mercur deoarece construcţia lor din metal le face mai robuste, mai sigure şi mai uşor de manevrat. Ca fluid sunt folosite curent uleiurile de silicon (polimeri semi-organici), foarte rezistente la oxidare – chiar şi la temperaturi ridicate. Unele uleiuri folosite în prezent rezistă la încălzirea pompei chiar la presiune atmosferică; acest lucru nu este însă recomandabil. Aşa cum am mai amintit, presiunea minimă care poate fi obţinută prin pompare este determinată de cea a vaporilor saturanţi ai uleiului folosit. Un inconvenient obişnuit este difuzia vaporilor de ulei în incinta de vidat.

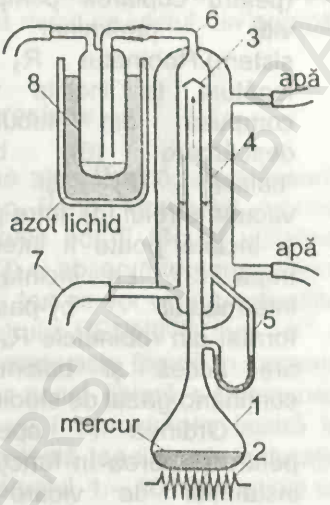


Fig.1.2

III. Măsurători experimentale

Instalaţia de vidare cu ajutorul căreia se va studia funcţionarea pompelor de vid este prezentată schematic în Fig.1.3. Pompa rotativă (1), de vid preliminar, are viteza de evacuare de 100 l / min. Pompa de difuzie (2), încălzita electric de la reţeaua monofazică, are viteza de 500 l/s. Pe "rampa" de sticlă şi cauciuc ce le uneşte sunt robinetele R_1 (al

orificiului "de balast") şi R_2 (pentru cuplarea pompei de vid preliminar la sistem).Robinetul R_3 face legătura la incinta vidată, compusă din tubul de descărcare (6), balonul "balast" (5) şi "joja" vacuumetrului (4). Intre pompe şi incintă poate fi intercalată trapa (3). La incintă, prin intermediul "by-pass"-ului format din robinetele R_4 şi R_5, are acces şi balonul (7) conținând gazul de studiu.

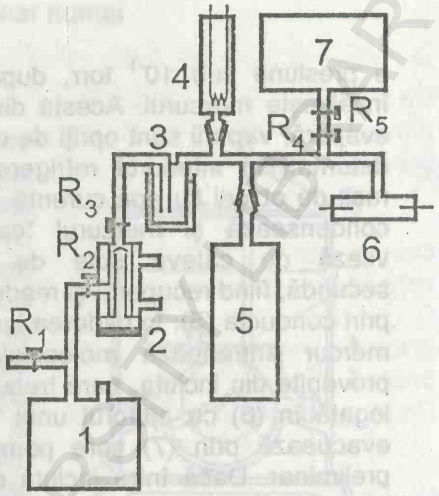


Fig.1.3

Ordinea operațiilor pentru punerea în funcțiune a instalației de vidare este următoarea: Cu robinetul R_2 închis şi cu R_1 deschis se porneşte motorul pompei rotative. Debitul mare de gaz evacuat produce prin barbotare în ulei un zgomot caracteristic, un fel de "grohăit". Închiderea robinetului R_1 face ca treptat acest zgomot să se transforme într-un sunet de intensitate scăzută şi frecvență mai ridicată – semn că pompa "trage" de sub presiune scăzută. Se deschide apoi, pentru scurt timp, robinetul R_2. "Grohăitul" se face din nou auzit, din cauza presiunii mai ridicate din pompa de difuzie şi incinta vidată (R_3 este deschis). Inchizând şi deschizând în mod repetat R_2 , apariția sunetului înfundat ne spune că pompa a ajuns în "regimul propriu de funcționare. Vacuumetrul (4) şi tubul de descărcare (6) furnizează indicii privind valorile presiunii şi modificarea în timp a acesteia. La atingerea presiunii de 10^{-2} torr, se pune în funcțiune pompa de difuzie, prin punerea sub tensiune a reşoului. Din cauza vaporilor ajunşi în afara volumului pompei, presiunea poate creşte la început. **Este obligatoriu ca înainte de punerea în funcțiune a pompei de difuzie să se stabilească circuitul apei de răcire.** Rolul acesteia este şi de a condensa diferiții vapori existenți în incintă – inclusiv cei de ulei – şi de a împiedica prezența lor în tubul de descărcare. Pompa de difuzie intră în regimul ei normal de lucru după aproximativ o jumătate de oră, moment când presiunea începe să scadă vizibil. In tot acest timp, pompa de vid preliminar a fost lăsată în funcțiune ; ea va funcționa şi după atingerea presiunii dorite, închiderea robinetului R_3 şi oprirea încălzirii "difuziei". Atâta vreme cât pompa de difuzie este caldă, nu se va întrerupe răcirea

cu apă. După răcire, se închide şi R_2 şi se deschide R_1, pentru a permite intrarea aerului în pompa rotativă. Pompa se opreşte numai după deschiderea lui R_1, în caz contrar existând riscul ca uleiul din pompă să fie aspirat pe rampa de vidare.

III.1 Ridicarea caracteristicii timp – presiune

După pornirea instalaţiei de la presiune atmosferică, se măsoară valorile presiunii la diferite intervaluri de timp. Pentru domeniul cuprins între 1 atm şi aproximativ 1 torr măsurătorile vor fi făcute utilizând manometrul static cu ulei (vezi Lucrarea Nr.2) şi observând concomitent aspectul descarcarii în tubul- martor. Sub 10^{-1} torr se vor utiliza indicaţiile manometrului PIRANI, iar cele ale manometrului PENNING sub 10^{-3} – 10^{-4} torr. (Descrierea funcţionării acestor aparate este făcută în lucrarea următoare). Dacă se reprezintă timpul într-o scară liniară şi presiunea într-una logaritmică, curba dependenţei lor va fi aproximativ liniară în domeniul 760 – 1 torr, după care devine evidentă tendinţa de saturaţie spre o presiune limită. Este necesar ca în intervalul 1 – 10^{-2} torr citirile să se facă cât mai alert, deoarece presiunea scade rapid. "Saturarea" curbei se datorează faptului că la presiuni scăzute viteza de pompare a vaporilor de apă este mult redusă.

III.2 Determinarea vitezei de pompare a pompei de vid preliminar

Notând cu p – presiunea la momentul t, cu p_o – presiunea la momentul iniţial t_o, cu p_b - ultima presiune (presiunea de bază) şi cu S – viteza de pompare dintr-un volum V, dependenţa de timp a presiunii este conform

$$(p - p_b) = (p - p_o).\exp\{-(S/V).(t - t_o)\} \qquad (1.10)$$

În general, pentru $t_o = 0$, $p_o = 760$ torr ; când $p_b << p_o$ este evident că relaţia de mai sus devine

$$p = p_o . \exp(-t/\tau) \qquad (1.11)$$

Reprezentând la scară semi-logaritmică relaţia (1.11), se va determina constanta τ şi se va stabili intervalul de timp în care presiunea scade de la 760 torr la 10^{-2} torr, în cazul când viteza de vidare a pompei ar fi de 1 litru / sec. Cunoaşterea lui τ permite calculul vitezei reale :

$$S = V/\tau, \qquad (1.12)$$

cu condiţia cunoaşterii volumului V al sistemului.

III.2 Determinarea vitezei de pompare a pompei de difuzie

La atingere presiunii de 10^{-2} torr este necesară umplerea cu azot lichid a trapei (3). Efectul va fi o scădere rapidă a presiunii, datorită condensării vaporilor – în special a celor de apă ; limita acestei presiuni este de $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ torr , ceeace reprezintă şi limita unei pompe rotative cu piston. La atingerea presiunii de 10^{-3} torr se va pune în funcţiune pompa de difuzie, conform instrucţiunilor menţionate. (De notat că pompele cu ulei nu necesită răcirea trapei anterior punerii lor în funcţiune). În timpul încălzirii pompei presiunea va creşte într-o oarecare măsură, dar după intrarea în regim presiunea va scădea destul de repede la $\sim 10^{-5}$ torr. O dată atinsă această valoare, ritmul de scădere a presiunii este mult mai lent. Dacă încălzirea "difuziei" durează cel puţin 20 minute, pentru a obţine 10^{-6} torr trebuie să aşteptăm cca. 4,5 ore - şi asta numai în cazul unei operări fără greşeală !

Se va trasa curba dependenţei de timp a presiunii pentru funcţionarea în regim a pompei de difuzie, şi se va determina din alura curbei constanta de timp τ a acesteia. Se va estima volumul V' al sistemului în afara "gurii" pompei, şi se va calcula viteza de pompare S' chiar deasupra acestei "guri de scurgere". Când presiunea va atinge o valoare staţionară p_b' , se va putea evalua cantitatea de gaz "balast" datorată degazărilor sau infiltraţiilor de gaz :

$$Q' = p_b' \cdot S' \qquad (1.13)$$

Q' provine cel mai probabil din dezadsorbţia vaporilor de apă de pe pereţii de sticlă, sau a altor vapori condensabili de pe garniturile de cauciuc şi din pompele de vid. In alternativă cu ecuaţia (1.13), Q' poate fi măsurată închizând robinetul R_3 şi observând viteza de creştere a presiunii în sistem :

$$Q' = V' \cdot (dp/dt) \qquad (1.14)$$

V' fiind volumul incintei dincolo de robinetul menţionat. Viteza de creştere a presiunii poate da o indicaţie asupra naturii cauzelor care procoacă creşterea ; pentru o infiltraţie de gaz dp/dt va fi constantă (creştere liniară a presiunii în timp), pe când în cazul degazării dp/dt va descreşte cu timpul (presiunea vaporilor condensabili se apropie de cea a vaporilor saturanţi).

Este de menţionat că presiunea nu poate fi măsurată cu acelaşi instrument pe tot domeniul de vid obţinut. Lucrarea care urmează se ocupă tocmai cu particularităţile măsurării presiunilor scăzute.

ELEMENTE DE TEHNICA VIDULUI (II)

Măsurarea presiunilor scăzute

I. Noțiuni introductive

Domeniul presiunilor scăzute este foarte întins : cca. 13 - 14 ordine de mărime, ceeace face ca să nu existe un aparat capabil să măsoare pe întreaga gamă. Fiecare manometru acoperă doar 2 - 6 ordine de mărime ale presiunii ; acest lucru este ilustrat în Fig.2.1 , care prezintă domeniile de lucru ale aparaturii reprezentativ [13]:

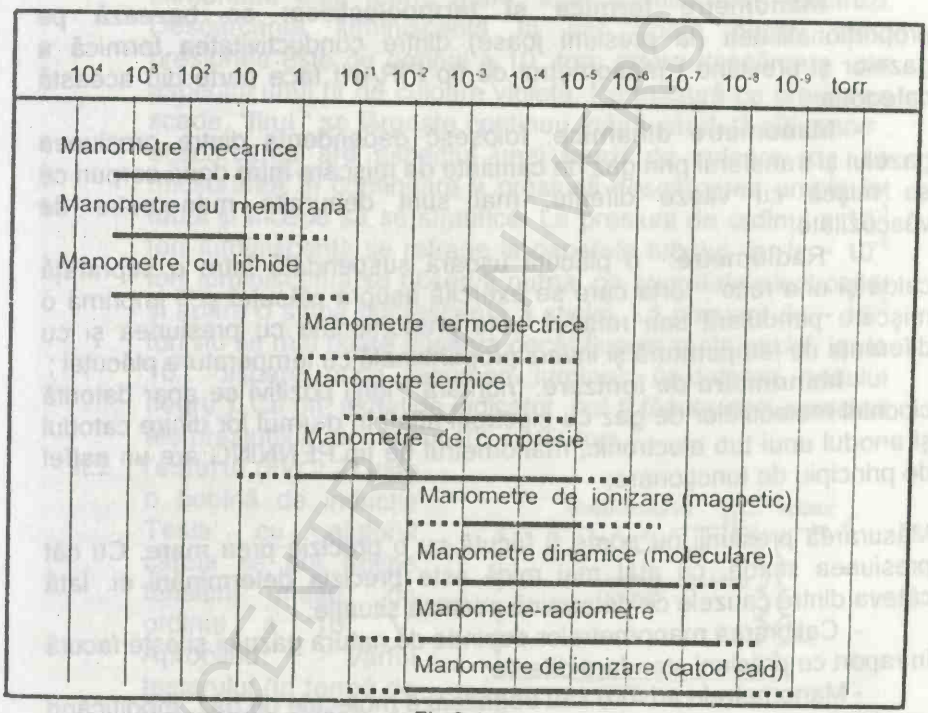


Fig.2.1

Dintre aparatele de măsurare a presiunii construite, numai câteva au putut fi utilizate pe scară largă, celelalte folosind doar în cadrul unor instalații unicat din laboratoare de cercetare. Aparatele de măsură folosite în tehnica vidului se împart în două mari clase : **manometre obiective** (presiunea de măsurat produce o denivelare a lichidului manometric - ca în tuburile în formă de U sau în manometrele de compresie) și **manometre analogice** (presiunea se stabilește indirect, prin măsurarea unor proprietăți fizice dependente de presiune).

O trecere în revistă a diferitelor tipuri de manometre este făcută în lucrările [1], [4], [8] şi [13]. Iată modul de grupare a lor pentru descrierile construcţiei şi funcţionării:

- **Manometre mecanice:** măsoară amplitudinea deformării unor corpuri elastice - membrane, ţevi cu secţiune eliptică curbate, spirale de cuarţ, ş.a. - deformare proporţională cu presiunea;

- **Manometre statice cu lichide:** sunt constituite în esenţă din tuburi de sticlă îndoite în forma de U, deschise sau închise; lichidul manometric este cel mai ades mercurul, dar sunt folosite şi altele;

- **Manometre cu compresie:** folosesc ca principiu de funcţionare legile gazului perfect ; din această categorie face parte si manometrul Mac LEOD, despre care vom vorbi mai pe larg în cele ce urmează ;

- **Manometre termice şi termoelectrice:** se bazează pe proporţionalitatea (la presiuni joase) dintre conductivitatea termică a gazelor şi presiune ; manometrul de tip PIRANI face parte din această categorie ;

- **Manometre dinamice:** folosesc dependenţa dintre presiunea gazului şi transferul prin gaz de cantitate de mişcare între două corpuri ce se mişcă cu viteze diferite; mai sunt denumite manometre de vâscozitate;

- **Radiometre:** o plăcuţă uşoară suspendată între o suprafaţă caldă şi una rece ; forţa care se exercită asupra plăcuţei şi îi imprimă o mişcare pendulară sau rotativă este proporţională cu presiunea şi cu diferenţa de temperatură şi invers proporţională cu temperatura plăcuţei ;

- **Manometre de ionizare:** "numără" ionii pozitivi ce apar datorită ciocnirii moleculelor de gaz cu electroni aflaţi în drumul lor dintre catodul şi anodul unui tub electronic; manometrul de tip PENNING are un astfel de principiu de funcţionare;

Măsurarea presiunii nu poate fi făcută cu o precizie prea mare. Cu cât presiunea scade, cu atât mai mică este precizia determinării ei. Iată câteva dintre cauzele ce determină această situaţie:

- Calibrarea manometrelor depinde de natura gazului şi este facută în raport cu presiuni standard diferite;

- Manometrele adsorb sau degazează molecule de gaz, modificând condiţiile reale;

- Nu totdeauna manometrele pot fi plasate la locul unde se doreşte cunoaşterea presiunii; chiar în interiorul aceluiaşi sistem vidat apar gradienţi de presiune.

II. Aparate pentru măsurarea presiunii

In cele ce urmează vom trece în revistă câteva din cele mai uzuale dispozitive de determinare a gradului de rarefiere a gazelor; începem cu nişte **indicatori calitativi:**

II.1 Tubul de descărcare , din sticlă, cu electrozi de nichel sau inox, este permanent în comunicaţie cu incinta vidată. Intre electrozi se aplică o tensiune înaltă (continuă sau de frecvenţă ridicată - produsă de o bobină de inducţie). Forma şi aspectul descărcării permit aprecierea presiunii gazului din interior. La presiuni mari (vecine de 1 atm.) nu se observă nici un fel de descărcare; dacă tensiunea de alimentare este foarte mare, apar scântei între electrozi. Descărcarea luminiscentă în aer apare numai când presiunea este de ordinul a 10^1 torr; prima descărcare are aspectul unui fir de culoare violetă. Pe măsură ce presiunea scade, "firul " se lărgeşte continuu, până când, la cîţiva torr , descărcarea are aspectul unei benzi de culoare roz. La micşorarea în continuare a presiunii descărcarea umple tot tubul şi începe să se stratifice. La presiuni de ordinul a 10^{-1} torr luminiscenţa se retrage la capetele tubului, iar la ~ 10^{-2} torr luminiscenţa se observă numai pe suprafaţa electrozilor şi apare o slabă fluorescenţă a sticlei. La presiuni de ~ 10^{-3} torr nu se mai poate observa decât fluorescenţa sticlei, iar la 10^{-4} dispare orice fenomen luminos (instalarea "vidului negru"). Cu un astfel de indicator pot fi făcute deci aprecieri ale presiunii în domeniul 10^2 - 10^{-3} torr.

II.2 Testerul (Fig.2.2) este o bobină de inducţie Tesla cu ajutorul căreia se pot obţine tensiuni înalte, de ordinul a 10^4 V. Apropiind vârful testerului (în formă de pistol, de obicei) de incinta vidată din sticlă, în gazul rarefiat va avea loc o descărcare electrică; forma şi culoarea acesteia dau indicaţia referitoare la nivelul de vacuum. Denumirea de "tester" vine de la faptul că acest dispozitiv este utilizat în mod curent pentru localizarea punctelor sistemului vidat unde au loc infiltrări de aer.

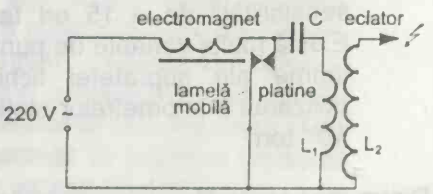


Fig.2.2

Dintre **manometrele "obiective"** menționăm

II.3 **Manometrele statice cu lichid** : așa cum am mai amintit, sunt tuburi de sticlă îndoite în formă de U și umplute parțial cu un lichid. Una dintre ramuri se leagă la incinta unde trebuie măsurată presiunea, iar cealaltă ramură este închisă sau în comunicare cu aerul atmosferic (Fig.2.3). Tubul îndoit este fixat pe o scală gradată de obicei în milimetri, astfel încât dacă lichidul manometric este mercurul citirea să se facă în torri. La manometrele în U deschise presiunea măsurată se obține prin scăderea din presiunea atmosferică la acel moment a denivelării h a mercurului. La manometrele închise mercurul ocupă la presiune atmosferică întreg volumul ramurii închise; presiunea se va citi direct, fiind chiar denivelarea h. Manometrele cu mercur sunt **instrumente absolute** (standard) în domeniul $10^{-1} - 10^{2}$ torr. In locul mercurului pot fi folosite și alte lichide; pentru a citi presiunea în torri, denivelarea trebuie înmulțită cu raportul dintre densitatea lichidului și cea a mercurului ($1{,}36.10^{4}$ $kg.m^{-3}$). Folosirea uleiului, de exemplu, permite o creștere a sensibiiității de ~ 15 ori față de manometrul cu mercur. Există multe variante de punere în evidență a unor deplasări infime ale suprafeței lichidului; aceste metode permit utilizarea manometrelor statice cu lichid până la presiuni de 10^{-3} torr.

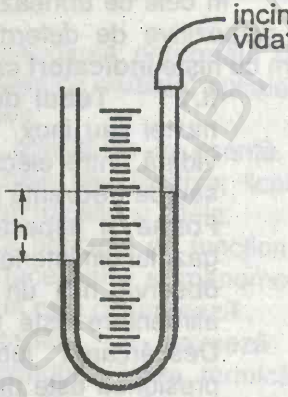


Fig.2.3

Dintre **manometrele cu compresie** cel mai cunoscut este

II.4 Manometrul Mac LEOD. Și acesta este un instrument absolut, folosit pentru calibrarea altor manometre în domeniul $10^{-2} - 10^{-5}$ torr. Funcționarea sa se bazează pe legea BOYLE-MARIOTTE a gazelor perfecte :

$$p \cdot V = \text{const.} \qquad (2.1)$$

care exprimă relația dintre presiunea p şi volumul V ale gazului ideal la temperatură constantă. Construcția sa este schematizată în Fig.2.4. "Joja" McLEOD constă dintr-un balon (A), numit balon de compresie, la care este adăugat un capilar închis la capăt (B), numit capilar de compresie. Balonul comunică prin tubul (F) cu mercurul din rezervorul (C) şi cu un braț lateral (D). Acesta din urmă are în derivație capilarul (E), capilarul "de referință". Cele două capilare sunt paralele şi au diametre interioare identice. Brațul lateral D face legătura între instrument şi sistemul care conține gazul la presiune necunoscută. La rezervorul de mercur este legat şi tubul (G), coaxial şi exterior lui (F), pe care este sudat robinetul cu trei căi (H). Acesta din urmă permite comunicarea rezervorului sau cu instalația de vidare , prin intermediul conductei de vid (I), sau cu atmosfera înconjurătoare prin (J). Pentru a pune în funcțiune manometrul, "joja" şi rezervorul vor fi , la început, vidate cît mai înaintat prin ramura D şi conducta I . După obținerea vacuumului, comutarea lentă a robinetului H de pe I pe J va obliga mercurul să urce în jojă. Atunci când el atinge nivelul secțiunii X – X' încetează comunicarea între ramura laterală D şi balonul de compresie, izolându-se astfel în balon şi în capilarul de compresie cantitatea de gaz ce va servi măsurătorii. Forțând în continuare urcarea mercurului în manometru gazul va fi comprimat în capilarul închis la capăt până când coloana de gaz va avea înălțimea h.

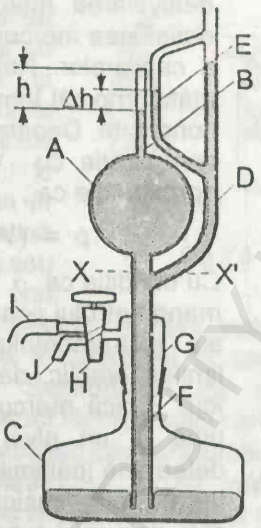


Fig.2.4

Presiunea gazului comprimat va satisface, conform (2.1),

$$p \cdot V = (p + \rho \cdot g \cdot \Delta h)(A \cdot h) \qquad (2.2)$$

sau

$$p = \rho \cdot g \cdot (A \cdot h \cdot \Delta h / V - A \cdot h) \qquad (2.3)$$

unde p este presiunea necunoscută, V este volumul ramurii de comprimare de la nivelul X – X' în sus, Δh este

BCU IAŞI UNIVERSITY LIBRARY

denivelarea mercurului între cele două capilare, ρ este densitatea mercurului, iar A - secțiunea transversală medie a capilarelor. Relațiile (2.2), respectiv (2.3), rămân valide atâta timp cât temperatura – şi deci şi densitatea ρ – rămân constante. Deoarece valoarea produsului A. h este mică în comparație cu V , (2.3) poate fi rescrisă cu o bună aproximație ca :

$$p = (A / V)(h. \Delta h. \rho. g) \qquad (2.4)$$

Cu condiția ca ρ şi g să fie precis determinate, calibrarea manometrului poate fi calculată din dimensiunile geometrice ale instrumentului. Domeniul presiunilor măsurate este limitat, practic, de raportul A / V, numit şi "constantă de jojă". Dacă mercurul este ridicat în capilarul de compresie pînă la un nivel arbitrar, *dar totdeauna acelaşi*, şi se determină înălțimile h şi Δh , cu ajutorul relației (2.4) poate fi calculată presiunea necunoscută p. Această modalitate este denumită **tehnică de scară liniară**. Dacă însă meniscul din capilarul de referință este adus la acelaşi nivel cu limita interioară a capătului închis al capilarului de compresie (adică $\Delta h = h$), se utilizează **tehnica de scară pătratică**, deoarece

$$p = (A / V)(h^2. \rho. g) \qquad (2.5)$$

Scara liniară permite măsurători extinse pe două decade, pe cînd scara pătratică acoperă aproximativ patru ordine de mărime a presiunii. O importantă sursă de erori a celei de a doua metode rezidă în diferența dintre razele de curbură ale interiorului capătului închis al capilarului de compresie şi meniscului mercurului în capilarul de referință.

Măsurătorile pot fi afectate de condensarea vaporilor prezenți în gazul examinat; pentru a evita aceasta se recomandă interpunerea între incinta vidată şi manometru a unei trape cu azot lichid, care are şi rolul de a împiedica pătrunderea vaporilor de mercur în incintă.

Aşa cum aminteam în paragraful introductiv, un tip reprezentativ de **manometru termic** este

II.5 **Manometrul PIRANI**. Proprietatea fizică pe care se bazează funcționarea sa este dependența de presiune a vitezei de radiație a căldurii de către un filament încălzit şi plasat în atmosfera gazului de măsurat. Aparatul este constituit din două părți: "capul" de măsură (a) şi puntea electrică (b)

(Fig.2.5). Capul de măsură este un tub de sticlă , cu şlif conic la un capăt – pentru racordare la sistemul de vidare – şi închis la celălalt capăt. Prin capătul închis trec contactele electrice la filamentul conținut în tub : un fir subțire, de preferință din platină sau wolfram, montat în zig-zag sau în spirală şi care este încălzit prin trecerea prin el a curentului electric. Puntea este de tip WHEATSTONE, cu stabilizare a curentului în ramura ce conține capul de măsură. Schimbările de presiune determină modificarea temperaturii filamentului - şi deci şi a rezistenței sale electrice – provocând dezechilibrarea punții; scala instrumentului de măsură care indică intensitatea curentului de dezechilibru poate fi etalonată direct în unități de presiune. Manometrul PIRANI măsoară presiuni între cea atmosferică şi cca. 10^{-3} torr ; sensibilitatea maximă o are însă între 10^{-1} şi 10^{-2} torr. Din acest motiv , instalațiile de vid înaintat produse în serie sunt prevăzute şi cu un al doilea **manometru, de ionizare,** de obicei de tip PENNING:

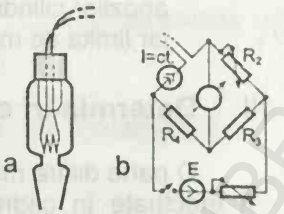


Fig.2.5

II.6 **Manometrul PENNING** este un manometru de ionizare cu catod rece. Capul său de măsură, asemănător la infrastructură cu cel al manometrului PIRANI, conține un sistem de elctrozi format dintr-un anod inelar sau cilindric şi un catod compus din două discuri (Fig.2.6). Intre cei doi electrozi se amorsează o descărcare în curent continuu, iar un magnet permanent ce produce o inducție a câmpului magnetic de ~ 4.10^{-2} T contribuie la confinarea acesteia.Curentul descărcării este proporțional cu concentrația gazului şi este suficient de mare pentru a fi măsurat cu un microampermetru; ca şi în cazul precedent instrumentul de măsură poate fi etalonat direct în unități de presiune. Un astfel de manometru măsoară până la 10^{-7} torr (aer); prin intensificarea câmpului magnetic şi folosirea

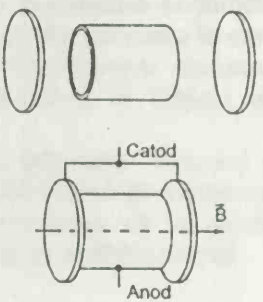


Fig.2.6

BCU LIBRARY

anozilor cilindrici sensibilitatea sa poate creşte de ~ 10 ori , iar limita de măsurare ajunge la 10^{-9} torr.

III. Determinări experimentale

O parte dintre măsurătorile descrise în lucrarea precedentă vor fi efectuate în cadrul temei prezente; obiectivul principal este familiarizarea cu manometrele şi indicatoarele utilizate în mod curent la caracterizarea rarefierii gazelor din punctul de vedere al presiunii lor. La începutul lucrării se va face o demonstraţie a funcţionării testerului; atenţie însă! **Este interzisă descărcarea acestuia pe părţi metalice ale instalaţiei de vidare !** In paralel cu determinările cantitative, se vor urmări culoarea şi forma descărcării din tubul-martor. Dacă condiţiile din laborator o permit (există azot lichid disponibil, pompă de difuzie cu mercur şi pompă de vid preliminar cu utilizare numai pentru dispozitive cu mercur), atunci se vor face măsurători şi cu manometrul McLEOD, în baza cărora vor fi verificate calibrările manometrelor PIRANI şi PENNING.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

STRĂPUNGEREA GAZELOR IN CURENT CONTINUU

I. Introducere

Orice gaz este un izolator perfect dacă el nu conține purtători de sarcină (electroni şi ioni). Datorită factorilor ionizanți naturali (radioactivitatea Pământului, radiația cosmică, radioactivitatea unor elemente din atmosferă etc.), aerul conține un număr de aproximativ 10^2-10^3 electroni(ioni)/cm^3, ceea ce îi conferă o conductibilitate de aproximativ $10^{-16}\Omega^{-1}cm^{-1}$. In aceste condții, la aplicarea unor tensiuni electrice mici unui tub de descărcare (zeci sau chiar sute de volți, în funcție de forma şi dimensiunile tubului de descărcare şi a electrozilor, de natura şi presiunea gazului din tub), prin acesta se va stabili un curent electric cu o intensitate foarte mică ($<10^{-11}$ A).La tensiuni mai mari, se constată apariția unor fenomene luminiscente însoțite de o creştere bruscă a intensității curentului electric. Aceste fenomene poartă denumirea de "străpungere" a gazului, în tubul de descărcare obținîndu-se o plasmă luminiscentă în gaz. Cunoaşterea condițiilor concrete în care poate fi obținută o astfel de plasmă este esențială pentru alegerea generatorului de tensiune şi a parametrilor geometrici ai tubului de descărcare.

Generarea unui anumit tip de plasmă se poate face folosind o sursă de tensiune continuă sau una de tensiune alternativă (în particular o sursă de radiofrecvență). De aici rezultă necesitatea de a studia separat străpungerea în curent continuu şi în curenți de radiofrecvență.

II. Considerații teoretice

Dacă unui tub de descărcare i se aplică o tensiune electrică continuă prin intermediul unei rezistențe R, de limitare a curentului (Fig.3.1) şi se urmăreşte dependența intensității I, a curentului prin tub de tensiunea U la bornele lui, se obține o caracteristică volt-amperică de tipul celei prezentate în Fig.3.2, fără pretenția de a fi o reprezentare la scară

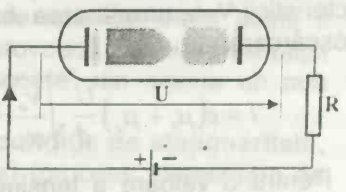


Fig.3.1

[3,4,19,20]. Pentru valori mici ale tensiunii U, gazul se comportă ca o rezistență cu mărimea R_g dată de expresia:

$$R_g = \frac{d}{enS(\mu_i + \mu_e)} \qquad (3.1)$$

în care:

d - distanța dintre electrozi

S - aria suprafaței electrozilor

e - sarcina electronului

n - densitatea purtătorilor de sarcină ($n_i \cong n_e = n$)

μ_i, μ_e - mobilitatea ionilor, respectiv electronilor.

Această relație este valabilă pentru porțiunea OA a caracteristicii V-A, în ipoteza neglijării efectului sarcinii spațiale determinată de mobilitatea mai mică a ionilor față de cea a electronillor.

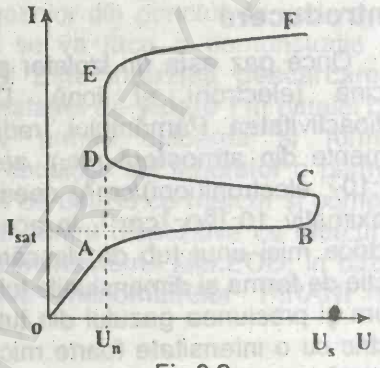


Fig.3.2

In porțiunea AB a caracteristicii toți purtătorii mobili de sarcină electrică participă la conducție, intensitatea curentului atingând o valoare de saturație:

$$I_{sat} = 2e\nu_o Sd \qquad (3.2)$$

în care ν_o este numărul de ionizări care au loc în unitatea de volum şi în unitatea de timp (ionizări/m^{3}sec) în interiorul tubului.

Dar cum în gaz există întotdeauna şi procese de recombinare electron-ion, caracterizate cantitativ de coeficientul de recombinare α_r, atunci, în regim staționar:

$$\frac{dn}{dt} = \nu_o - \alpha_r n^2 \qquad (3.3)$$

Exprimându-l pe n din relația precedentă, înlocuindu-l în relația (3.1) şi aplicând legea lui Ohm, se obține, pentru porțiunea OA a caracteristicii V-A, următoarea expresie a intensității curentului prin tubul de descărcare:

$$I = e(\mu_i + \mu_e)\frac{U}{d}\sqrt{\frac{\nu_o}{\alpha_r}} \qquad (3.4)$$

Pentru o valoare a tensiunii pe tubul de descărcare pentru care intensitatea câmpului electric este suficient de mare, astfel încât între

două ciocniri un electron să dobândească o energie cinetică cel puțin egală cu energia de ionizare a atomilor (moleculelor) gazului, apare un fenomen de multiplicare a purtătorilor de sarcină prin două mecanisme:

- multiplicarea prin ciocniri electron-atom (moleculă), caracterizată cantitativ prin coeficientul de ionizare Townsend, α.
- multiplicarea prin emisie secundară la impact ionic în zona catodului, caracterizată cantitativ de al doilea coeficient de ionizare Townsend, γ

Consecința acestei creşteri a numărului de purtători de sarcină este creşterea bruscă a curentului prin gaz (porțiunea BC a caracteristicii V-A) şi apariția fenomenelor luminoase (CDE...). Tensiunea U_s la care rezistența gazului scade brusc şi curentul prin descărcare este limitat doar de rezistența de limitare R, se numeşte **tensiune de străpungere.**

Teoria mecanismului străpungerii gazului în curent continuu a fost dezvoltată de Townsend, rezultând următoarea expresie pentru intensitatea curentului în porțiunea BC a caracteristicii V-A:

$$I = I_o \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right)} \qquad (3.5)$$

în care I_o este valoarea intensității curentului inițial în planul catodului, determinat de agentul ionizant extern (natural sau provocat).

Din relația (3.5) rezultă imediat că pentru o anumită valoare a distanței dintre electrozi pentru care numitorul se anulează, intensitatea curentului prin tubul de descărcare tinde spre infinit. Townsend a interprtetat această situație ca reprezentând condiția pentru inițierea autoântreținerii descărcării, cu alte cuvinte condiția de străpungere.

Egalitatea:

$$\gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) = 1 \qquad (3.6)$$

mai poartă denumirea şi de condiție de **autonomie a descărcării**, deoarece descărcarea se poate menține numai în prezența câmpului electric, nefiind necesară prezența agentului ionizant extern (I_o=0). El poate fi înlăturat după străpungere dacă este îndeplinită condiția (3.6). Din punct de vedere fizic acest mecanism de aotoîntreținere poate fi explicat astfel: un electron plecat de la catod provoacă formarea cel puțin a unui ion pozitiv care, ciocnind catodul, "scoate" din acesta un nou electron, după care procesul se repetă.

Condiția precedentă se mai numeşte şi **condiție de staționaritate**, fiecare electron creându-şi prin mijloace propri (procese elementare de volum şi suprafață) un succesor.

Datorită ipotezelor simplificatoare în care a fost obținut, acestui criteriu de autonomie i se pot aduce o serie de obiecții, dintre care pot fi amintite:

- este probabil greșit să se aplice criteriul lui Townsend în cazul mecanismelor de străpungere mai complicate.
- erorile de măsurare a potențialului de străpungere se reflectă în determinarea coeficientului γ.
- potențialul de străpungere în apropierea valorii minime nu este prea sensibil la variațiile coeficientului γ, astfel încât se obțin valori aproximativ egale ale potențialului pentru variații mari ale lui γ.
- există numeroase combinații ale coeficienților α și γ care pot da valori apropiate pentru potențialul de străpungere.
- potențialul de străpungere poate depinde de valoarea inițială I_o a curentului.

Deși au mai fost definite și alte condiții de străpungere criteriul Townsend, cu toate neajunsurile sale , este cel mai utilizat și acceptat.

Dacă se ia ca potențial de referință potențialul catodului, atunci tensiunea U reprezintă chiar potențialul V al anodului față de catod. Având în vedere relația (3.6) și legătura dintre câmp și potențial, se obțin, pentru distanța de străpungere d_s și potențialul de străpungere V_s, relațiile:

$$d_s = \frac{1}{\alpha} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \tag{3.7}$$

și

$$V_s = \frac{1}{\eta} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \tag{3.8}$$

unde a fost introdus un alt coeficient, $\eta = \alpha / E$, care reprezintă numărul mediu de perechi electron-ion produse de un electron accelerat sub o diferență de potențial de 1V:

$$\alpha d = \left(\frac{\alpha}{E}\right) Ed = \eta V \tag{3.9}$$

Dacă se ține seama de faptul că, la rândul lor, coeficienții de ionizare sunt funcții de ceea ce se numește **câmp redus**, E_s/p_o ,

$$\eta = \Psi\left(\frac{V}{p_o d}\right) p_o \tag{3.10}$$

și

$$\gamma = \chi\left(\frac{V}{p_o d}\right) \qquad (3.11)$$

unde p_o este presiunea gazului la 0°C atunci, condiția (3.6) poate fi scrisă sub forma:

$$\chi\left(\frac{V_s}{p_o d_s}\right)\left[e^{\varphi\left(\frac{V_s}{p_o d_s}\right)p_o d_s} - 1\right] = 1 \qquad (3.12)$$

și din care rezultă că potențialul de străpungere V_s depinde numai de produsul $p_o d_s$ și nu separat de p_o sau d_s. Produsul $p_o d_s$ mai poartă denumirea de **distanță redusă**, iar condiția rezultată din ecuația (3.12) se numește **legea lui Paschen.** Dependența analitică a potențialului de străpungere de produsul $p_o d_s$ este reprezentată grafic în Fig.3.3. Se poate observa că pentru o anumită valoare a distanței reduse gazul poate fi străpuns (descărcarea amorsată) sub o diferență de potențial minimă.

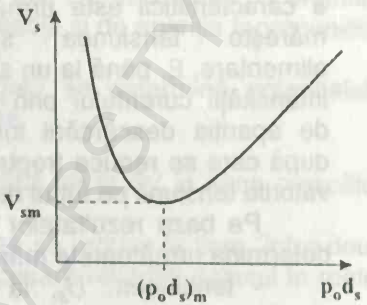


Fig.3.3

Această formă a curbelor lui Paschen poate fi interpretată din punct de vedere fizic în modul următor:

- la valori mici ale produsului $p_o d_s$, datorită concentrației scăzute a particulelor neutre, frecvența de ciocnire electron-neutru este mică și este necesar un câmp electric intens pentru mărirea vitezei electronilor și deci pentru mărirea probabilității de ionizare prin ciocniri electron-neutru.

- la valori mari ale produsului $p_o d_s$, datorită creșterii densității de particule, scade drumul liber mediu al electronilor astfel încât pentru ca între două ciocniri un electron să acumuleze o energie cinetică cel puțin egală cu energia de ionizare a particulelor neutre sunt necesare câmpuri intense.

- valoarea minimă a potențialului de străpungere va fi obținută pentru acea valoare a produsului $p_o d_s$ pentru care între două ciocniri electronul dobândește o energie cinetică egală cu energia de ionizare a particulelor neutre.

Curbele Paschen sunt deosebit de utile experimentatorilor, permițându-le alegerea convenabilă a parametrilor V_s, p_o și d_s, astfel încât descărcarea (plasma) să poată fi amorsată în condiții optime.

III. Determinări experimentale

a. Caracteristica voltamperică a unei descărcări luminiscente

Folosind montajul din Fig3.4 se poate trasa punct cu punct porțiunea ABCD (Fig.3.2) a caracteristicii V-A pentru neon la presiunea de aproximativ 3-4 torr, aflat în tubul de descărcare T.

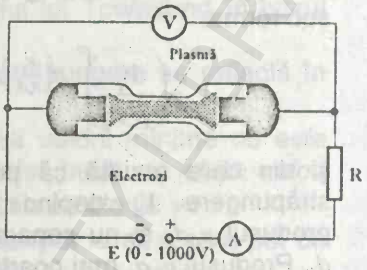


Fig.3.4

Modalitatea practică de ridicare a caracteristicii este următoarea: se măreşte tensiunea sursei de alimentare, E, până la un salt brusc al intensității curentului prin tub, însoțit de apariția descărcării luminiscente, după care se reduce treptat tensiunea de alimentare şi se înregistrează valorile tensiunii pe tubul de descărcare şi a intensității curentului prin el.

Pe baza rezultatelor înregistrate şi a reprezentării grafice, se vor determina următoarele mărimi:

- tensiunea, U_s, la care are loc străpungerea, tensiunea pe descărcare imediat după amorsarea acesteia şi tensiunea minimă, U_{min}, la care descărcarea nu mai poate fi menținută.
- tensiunea normală, U_n, (sau tensiunea de ardere) la care descărcarea mai poate fi menținută.
- rezistența diferențială, $\left(\Delta U/\Delta I\right)$, în diferite puncte reprezentative de pe caracteristica V-A.

b. Curbele Paschen

Curbele lui Paschen pot fi ridicate şi experimental cu ajutorul montajului din Fig.3.5, în care electrozii tubului de descărcare pot fi deplasați cu ajutorul unui magnet, obținându-se astfel diferite distanțe între ei. Mediul de descărcare este aerul la presiuni subatmosferice, în funcție de posibilitățile pompei de vid şi a instalației utilizate.

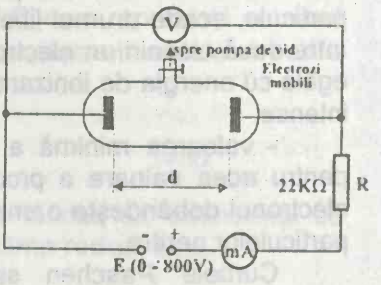


Fig.3.5

Ridicarea punct cu punct a curbelor lui Paschen pentru 3-5 distanțe fixe între electrozii tubului de descărcare se va face în modul următor:

- se fixează şi se măsoară distanţa dintre electrozi.

- se porneşte pompa de vid şi se lasă să funcţioneze până la obţinerea unei presiuni de 10^{-2}-10^{-3} torr, după care se închide robinetul tubului de descărcare şi se opreşte pompa.

- pentru diferite presiuni între presiunea minimă obţinută şi presiunea atmosferică (care se poi obţine deschizând lent robinetul tubului de descărcare şi punându-l în legătură cu circuitul tampon), se măsoară tensiunea la care are loc străpungerea descărcării. Momentul străpungerii se detectează cu ajutorul miliampermetrului, fiind însoţit de un salt brusc al intensităţii curentului prin tub. De asemenea, la anumite presiuni ale gazului, acest moment este însoţit şi de apariţia fenomenelor luminoase în spaţiul dintre electrozi.

Din reprezentările grafice $V_s = f(pd_s)$ se determină potenţialele minime de străpungere în situaţiile studiate.

Recomandări:

- tensiunea de alimentare va fi variată de la 0V în sens crescător până la atingerea valorii de străpungere.

- după fiecare determinare tensiunea se reduce la zero, între două determinări aşteptându-se 1-2 minute necesare revenirii gazului în regim staţionar.

- observaţi vizual fenomenele luminoase care apar în tubul de descărcare în funcţie de presiune şi distanţa dintre electrozi.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITARA LIBRARY

STRĂPUNGEREA GAZELOR ÎN CÂMPURI ELECTRICE DE RADIOFRECVENȚĂ

I. Considerații teoretice

Mecanismul străpungerii unui anumit gaz supus unei diferențe de potențial alternativ este funcție de frecvența câmpului aplicat și de presiunea gazului [2,3,5,10]. Principalele particule răspunzătoare de acest fenomen sunt electronii care, absorbind energie de la câmpul electric alternativ, determină, prin cedarea acesteia în urma ciocnirilor, ionizarea atomilor sau moleculelor neutre și crearea de noi purtători de sarcină.

Procesul absorbției energiei de la un câmp electric alternativ de către o particulă încărcată cu sarcină electrică se deosebește de cel de absorbție de energie de la un cîmp continuu tocmai datorită schimbării periodice a polarității acestuia. Să presupunem un electron supus acțiunii unui câmp electric sinusoidal de forma $E = E_o \sin(\omega t + \theta)$, în care E_o este aplitudinea câmpului, ω - frecvența unghiulară și θ - faza inițială a oscilației (corespunzătoare momentului în care electronul își începe mișcarea în câmp). Forța exercitată de câmp asupra electronului este:

$$F = m_e a = eE_o \sin(\omega t + \theta) \qquad (4.1)$$

unde a este accelerația electronului, iar m_e și e sunt masa, respectiv sarcina lui. Integrând ecuația (4.1), pentru viteza electronului se obține expresia:

$$v = v_o + \frac{eE}{m_e \omega}\left[\cos\theta - \cos(\omega t + \theta)\right] \qquad (4.2)$$

unde v_o este viteza lui inițială. Se poate observa că între viteza electronului și intensitatea câmpului electric este un defazaj de 90°. Din punct de vedere fizic aceasta înseamnă că electronul este mai întâi accelerat de către câmp, pentru ca, la schimbarea polarității acestuia, să-i cedeze înapoi energia câștigată. Datorită acestui fapt, la presiuni scăzute este foarte dificilă amorsarea și susținerea unei plasme în câmpuri alternative cu frecvențe foarte înalte. La presiuni înalte

(apropiate sau egale cu presiunea atmosferică) trebuie luat în considerare efectul pe care-l au ciocnirile electronilor cu particulele neutre. Frecvența acestora fiind considerabilă, electronul își schimbă foarte des direcția, viteza lui modificându-se foarte puțin după fiecare ciocnire de tip elastic. Într-adevăr, presupunând că atomul neutru cu masa M este în repaus și ținând seama de raportul maselor partenerilor de interacție, în cazul unei ciocniri unidimensionale viteza atomului după ciocnire va fi:

$$v_n = \frac{2m_e}{m_e + M} v_e \cong 2\frac{m_e}{M} v_e \qquad (4.3)$$

iar raportul dintre energia cinetică finală a atomului neutru și energia cinetică inițială a electronului va fi $4m/M$. Deci o cantitate foarte mică din energia cinetică a electronului va fi transferată atomului și între două ciocniri el poate acumula energie de la câmpul electric. Acest proces continuă până când electronul câștigă suficientă energie de la câmp pentru ca ciocnirea să devină neelastică și să aibă ca efect ionizarea atomului. Amorsarea descărcării are loc prin repetarea proceselor descrise mai sus până când energia absorbită de la câmp este distribuită între electronii mobili și ionii generați de aceștia. Trebuie subliniat faptul că doar o mică parte din această energie este cedată direct de la câmp către ioni, masa considerabilă a acestora împiedicându-i să câștige o cantitate mare de energie cinetică de translație în scurtul interval de timp dintre două schimbări ale polarității câmpului.

Se poate deduce din cele prezentate anterior că există o presiune optimă a gazului (corelată direct cu raportul dintre frecvența câmpului și frecvența de ciocnire) deoarece la presiuni prea scăzute energia transferată de la câmp către electroni este mică, iar la presiuni prea ridicate frecvența de ciocnire este atât de mare încât un electron câștigă insuficientă energie pentru a ioniza un atom. Astfel, s-a calculat și s-a verificat experimental că, pentru un câmp cu frecvența de 2,45 GHz, presiunea optimă este de 4 torr pentru a amorsa și întreține o plasmă indusă în microunde cu puterea de 25 W. În schimb, pentru a genera același tip de plasmă la presiune atmosferică este necesară o putere de 100 W.

După cu s-a văzut până acum, în procesul de amorsare și întreținere a plasmei rolul cel mai important îl au electronii, dar tot ei sunt răspunzători și de cele mai multe dintre proprietățile acesteia. De aceea, folosind un model uniparticulă, vom analiza comportarea electronilor într-un câmp electric variabi și, deoarece s-a văzut importanța ciocnirilor, ne vom referi doar la cazul în care acestea sunt prezente.

Dacă se consideră un electron într-un câmp electric alternativ de forma $\vec{E} = \vec{E}_o e^{j\omega t}$, mişcarea având loc în prezenţa ciocnirilor a căror frecvenţă este ν_c atunci, ecuaţia de mişcare a lui este:

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E}_o e^{j\omega t} - \nu_c m_e \vec{v}_e \qquad (4.4)$$

Rezolvarea acestei ecuaţii conduce la o soluţie de forma:

$$\vec{v}_e(t) = \frac{-e\vec{E}}{m_e(\nu_c + j\omega)} \qquad (4.5)$$

în care s-a neglijat un termen de forma $\vec{C}e^{-\nu_c t}$, care se anulează rapid în timp în cazul unei frecvenţe mari de ciocnire.

Ţinând seama de relaţiile care definesc mobilitatea electronilor şi densitatea de curent electronic:

$$\mu_e = \frac{\vec{v}_e}{\vec{E}} \qquad (4.6)$$

$$\vec{j}_e = -n_e e\vec{v}_e = -n_e e\mu_e \vec{E} \qquad (4.7)$$

$$\vec{j}_e = \sigma_e \vec{E} \qquad (4.8)$$

în care n_e este densitatea de electroni, şi de relaţia (4.5), rezultă pentru conductibilitatea electronică, σ_e, o expresie de forma:

$$\sigma_e = \sigma_{er} + j\sigma_{ei} \qquad (4.9)$$

în care:

$$\sigma_{er} = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega^2} \qquad (4.10)$$

şi

$$\sigma_{ei} = -\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\omega}{\nu_c^2 + \omega^2} \qquad (4.11)$$

Această formă a conductibilităţii gazului îi conferă acestuia o impedanţă complexă, compusă dintr-o parte rezistivă şi o parte reactivă. Se poate observa că dacă se face raportul celor două conductibilităţi rezultă o funcţie numai de frecvenţa câmpului şi frecvenţa de ciocnire. Măsurându-se cele două componente ale conductibilităţii la o frecvenţă cunoscută a câmpului, se va putea calcula frecvenţa de ciocnire ν_c, deci şi secţiunea eficace de ciocnire corespunzătoare acestui proces.

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Totodată, din punct de vedere electric, gazului ionizat i se poate atribui o admitanță complexă de forma:

$$\overline{Y}_g = \frac{1}{\overline{Z}_g} = \xi \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\nu_c}{\nu_c^2 + \omega^2} - j\psi \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\omega}{\nu_c^2 + \omega^2} \qquad (4.12)$$

în care ξ şi ψ sunt constante care depind în primul rând de geometria incintei de descărcare.

Partea rezistivă a impedanței este responsabilă de energia absorbită de electroni de la câmpul electric alternativ, puterea absorbită de unitatea de volum de gaz (densitatea de putere) prin intermediul electronilor fiind:

$$p_= = \frac{1}{T}\int_0^T j_{er} E_r dt = \int_0^T \sigma_{er} E_r^2 dt = \frac{n_e e^2 E_o^2}{2m_e} \frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \omega^2} \qquad (4.13)$$

Analizând relația (4.13), se pot face două observații interesante:

- în absența ciocnirilor ($\nu_c = 0$), energia absorbită de gaz de la câmpul electric alternativ este nulă, de unde rezultă rolul ciocnirilor în acest proces.

- energia absorbită de gaz de la câmpul electric alternativ este maximă atunci când $\omega = \nu_c$.

Pe de altă parte, comparând densitatea de putere absorbită de la câmpul alternativ cu cea absorbită de la un câmp continuu ($\omega = 0$):

$$p_= = j_e E_= = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c} E_=^2 \qquad (4.14)$$

se poate introduce noțiunea de ***câmp efectiv***:

$$E_{ef}^2 = \frac{1}{2} \frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \omega^2} E_o^2 \qquad (4.15)$$

La presiuni mai ridicate şi frecvențe mari, mecanismul străpungerii este mai simplu decât în curent continuu deoarece nu este necesară prezența proceselor de emisie secundară. Condiția de străpungere rezultă din ecuația de conservare:

$$\frac{dn_e}{dt} = \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{câştiguri}} - \left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{pierderi}} = 0 \qquad (4.16)$$

Câştigurile se datorează proceselor de ionizare iar pierderile, fenomenelor de difuzie şi recombinare. Pentru ca plasma să poată fi întreținută în absența unui agent de ionizare extern, doar în prezența câmpului electric de radiofrecvență, este necesar ca energia dobândită

de un electron între două ciocniri succesive ionizante să fie cel puțin egală cu energia de ionizare a atomilor sau moleculelor gazului "materie primă".

Dacă se introduc notațiile:

D - coeficientul de difuzie

ν_r - frecvența de recombinare

ν_i - frecvența ciocnirilor ionizante

Λ - lungimea caracteristică de difuzie

atunci, condiția de străpungere (4.16) devine:

$$\left[\left(\nu_i - \nu_r\right) - \frac{D}{\Lambda^2}\right] n_e = 0 \qquad (4.17)$$

La presiuni mai mici procesele de atașare electronică pot fi neglijate ($\nu_r \ll \nu_i$) și condiția de străpungere devine:

$$\nu_i - \frac{D}{\Lambda^2} = 0 \qquad (4.18)$$

Dacă se ține seama de faptul că frecvența de ionizare și coeficientul de difuzie sunt date de relațiile:

$$\nu_i = \frac{eE_o^2 \nu_c}{2m_e V_i\left(\nu_c^2 + \omega^2\right)} \qquad (4.19)$$

$$D = \frac{1}{3}\langle v_e \rangle \langle \lambda_e \rangle \qquad (4.20)$$

în care V_i este potențialul de ionizare al particulelor neutre, iar $\langle v_e \rangle$ și $\langle \lambda_e \rangle$ sunt viteza medie și drumul liber mediu al electronilor, atunci termenul din dreapta al relației (4.13) devine:

$$\frac{eE_o^2 \nu_c}{2m_e V_i\left(\nu_c^2 + \omega^2\right)} = \frac{\langle v_e \rangle \langle \lambda_e \rangle}{3\Lambda^2} \qquad (4.21)$$

Dacă, în continuare, se ține seama de faptul că frecvența de ciocnire este proporțională cu presiunea ($\nu_c \propto p$), și că energia medie a electronilor, $W_e = m_e v_e^2 / 2$, trebuie să fie de același ordin de mărime cu energia de ionizare (pentru ca ionizarea prin ciocnire să poată avea loc) atunci, pentru un gaz dat, rezultă:

$$E_o p \Lambda = const.\, f \qquad (4.22)$$

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Aceasta înseamnă că, pentru o frecvență dată, dependența dintre intensitatea câmpului de străpungere şi presiune este cea prezentată în Fig.4.1, curba a.

La presiuni mai ridicate se pot neglija pierderile prin difuzie, deoarece ciocnirile devin preponderente, şi condiția de străpungere (4.17) devine:

$$\nu_i = \nu_r \qquad (4.23)$$

şi, deoarece ν_r este proporțională cu presiunea gazului, condiția de străpungere devine o relație de forma:

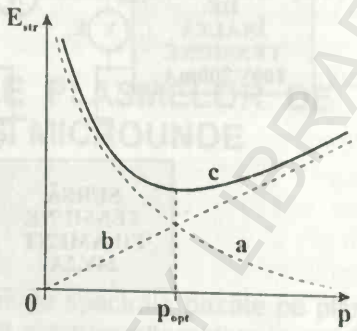


Fig.4.1

$$E/p = const. \qquad (4.24)$$

care este reprezentată grafic prin dreapta b din Fig.4.1.

Ținând seama de comportările gazului în cele două situații (la presiuni mai coborâte, respectiv mai ridicate), dependența calitativă a intensității câmpului de străpungere de presiunea gazului este reprezentată de curba c din Fig.4.1. Se poate observa că ea prezintă un minim, presiunea corespunzătoare lui reprezentând presiunea optimă la care amorsarea şi întreținerea descărcării într-un câmp de radiofrecvență se poate realiza cu un consum minim de energie. De regulă, în aceste condiții optime, pulsația câmpului de radiofrecvență este egală cu frecvența de ciocnire ($\omega = \nu_c$) şi energia absorbită de gaz de la câmpul electric este maximă (vezi relația (4.13)).

II. Determinări experimentale

Pentru studiul străpungerii gazelor în câmpuri de radiofrecvență se foloseşte instalația experimentală prezentată schematic în Fig.4.2. Câmpul de radiofrecvență aplicat tubului de descărcare T este generat cu ajutorul unui oscilator cu pentodă, cu circuit acordat în grilă, alimentat de la o sursă de înaltă tensiune continuă (max. 1000 V). Puterea transferată plasmei poate fi controlată atât cu ajutorul tensiunii anodice, E_a, cât şi cu ajutorul tensiunii grilei ecran, E_g.

În această lucrare se va studia dependența tensiunii de străpungere a gazului de distanța dintre electrozii tubului de descărcare şi de presiunea gazului din tub. Mediul de descărcare este aerul la presiuni subatmosferice. Deoarece tensiunea de radiofrecevență aplicată tubului de descărcare este proporțională cu tensiunea anodică aplicată

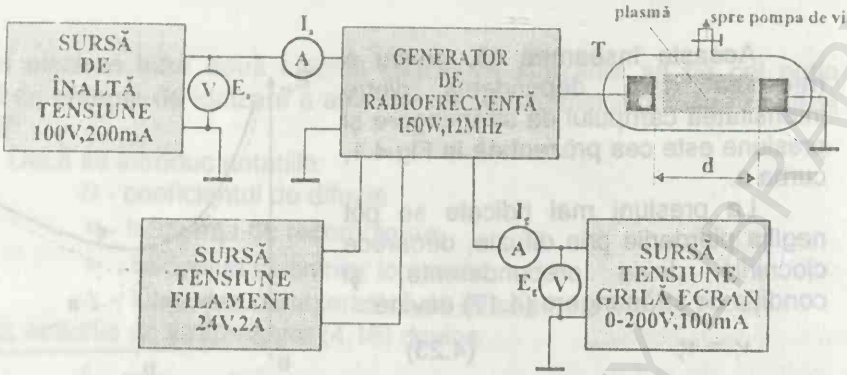


Fig.4.2

tubului oscilator, se va urmări dependența tensiunii anodice la care are loc străpungerea gazului în funcție de presiunea gazului din tub pentru 3-5 distanțe fixe dintre electrozii tubului de descărcare. Se vor parcurge următoarele etape:

- se fixează şi se măsoară distanța dintre electrozi
- se pune în funcțiune pompa de vid şi se lasă să funcționeze până la obținerea unei presiuni de 10^{-2}-10^{-3} torr, după care se închide robinetul tubului de descărcare şi se opreşte pompa.
- pentru diferite presiuni având valori cuprinse între valoarea minimă obținută şi presiunea atmosferică (care se pot obține deschizând uşor robinetul tubului de descărcare şi punându-l în legătură cu circuitul tampon) se măsoară tensiunea anodică la care are loc străpungerea descărcării. Valoarea tensiunii este variată în sens crescător, momentul străpungerii descărcării fiind marcat de o creştere bruscă a intensității curentului anodic şi de o descreştere a intensității curentului din circuitul grilei ecran. De asemenea, la anumite presiuni, acest moment este însoțit de apariția unor fenomene luminoase în spațiul dintre electrozi.

Din reprezentările grafice $E_a = f(pd_s)$ se determină condițiile optime de străpungere a aerului în câmpuri de radiofrecvență.

Din diferența dintre puterea absorbită de generator de la sursa de tensiune anodică în prezența plasmei $(E_{ap}I_{ap})$ şi puterea absorbită în absența ei $(E_{ao}I_{ao})$ se poate determina cu o precizie de aprox. 10% puterea absorbită de plasmă.

Observație: se fac aceleaşi recomandări ca şi în cazul studiului străpungerii gazelor în curent continuu.

APLICAȚII ANALITICE ALE PLASMELOR DE RADIOFRECVENȚĂ ŞI MICROUNDE

I. Introducere

In ultimii douăzeci şi cinci de ani sursele spectrale bazate pe plasma descărcărilor în gaze susținute în câmpuri electrice alternative la presiune atmosferică au avut un rol important în dezvoltarea spectrometriei analitice. Astfel, plasma cuplată inductiv (ICP - Inductively Coupled Plasma) şi plasma indusă în microunde(MIP - Microwave Induced Plasma) sunt folosite cu foarte mult succes ca surse spectrale în spectroscopia de emisie şi de fluorescență atomică şi ca surse de ioni în spectrometria de masă. Față de alte surse spectrale (flacără, arc, scânteie etc.) plasma cuplată inductiv are o serie de avantaje: temperatură foarte înaltă (8 -10000 K), efecte interelement minime, gama dinamică largă (4 -5 ordine de mărime) şi limite de detecție foarte coborâte (<1 ng/ml). O altă formă de descărcare întreținută în câmpuri electromagnetice alternative este plasma cuplată capacitiv (numită CCP - Capacitively Coupled Plasma - atunci când este întreținută în radiofrecvență şi CMP - Capacitively Microwave Plasma - atunci când este întreținută în microunde). Pusă în evidență în anul 1928 şi studiată mai ales din punct de vedere al fenomenelor fizice în anii '40, plasma cuplată capacitiv a început să fie folosită pe scară largă în scopuri analitice (ca sursă spectrală în spectroscopia de emisie şi absorbție atomică, ca detector în cromatografia gazoasă) doar în ultimii zece ani. Deşi plasma cuplată capacitiv, plasma capacitivă de microunde şi plasma indusă în microunde nu au temperatura celei cuplate inductiv, totuşi ele sunt surse spectrale promițătoare, acoperind un domeniu de temperaturi cuprins între cel al surselor clasice (flacără, arc, scânteie) şi cel al ICP.

Plasmele menționate mai sus sunt descărcări în gaze întreținute în câmpuri electromagnetice alternative având frecvențele cuprinse în domeniul radio (10 -100 MHz) sau în domeniul microundelor (1 -10 GHz), puterea absorbită în plasmă fiind cuprinsă între 0,5 -2 kW pentru ICP şi între 30 -700 W pentru CCP, MP şi MIP. Denumirile lor provin de la mecanismul de absorbție a energiei de către plasmă de la câmpul

BCU IAŞI

alternativ: inductiv pentru ICP (plasma putând fi considerată secundarul monospiră al unui transformator al cărui primar este o bobină conectată la o tensiune alternativă înaltă) şi capacitiv pentru CCPşi CMP (plasma este întreţinută între armăturile unui condensator conectat la o tensiune alternativă înaltă) şi inductiv combinat cu capacitiv pentru MIP.

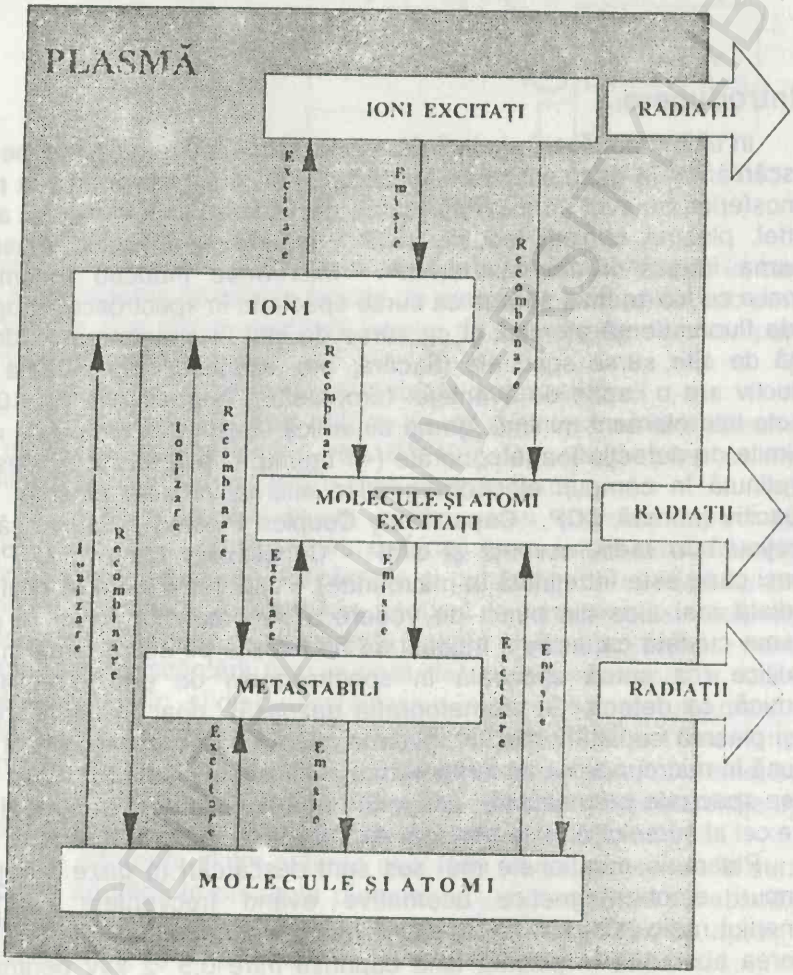


Fig.5.1

BCU IASI

În lucrarea referitoare la străpungerea gazelor în câmpuri electrice alternative am arătat mecanismul de absorbție al energiei de către gaz de la câmp, relevând rolul ciocnirilor în acest proces. In urma acestuia temperatura de excitare a atomilor şi ionilor din plasmă poate să ajungă la câteva mii de K, astfel că, introducând în plasmă într-un anumit mod o substanță gazoasă, lichidă sau solidă, aceasta poate fi atomizată, ionizată şi excitată şi, la revenirea atomilor şi ionilor din stările excitate pe stări energetice inferioare, sunt emise radiații fotonice caracteristice. In Fig.5.1 sunt prezentate schematic speciile majore şi procesele de excitare-dezexcitare din plasmă.

Mecanismele folosite cel mai des pentru descrierea proceselor de excitare în câmpuri electrice alternative sunt recombinarea-ionizarea radiativă şi impactul electronic. Primul pas în procesele de ionizare-recombinare este ionizarea Penning, descrisă de ecuația:

$$M + Ar^* = M^{+*} + Ar + e \qquad (5.1)$$

urmată de recombinarea radiativă a ionului generat cu un electron liber:

$$M^{+*} + e = M^* + h\nu_0 \qquad (5.2)$$

In aceste ecuații M este un atom din proba introdusă în plasmă, Ar este un atom de argon (dacă argonul este gazul "materie primă" pentru plasmă), e este un electron, $h\nu_0$ este o radiație fotonică continuă iar asteriscul desemnează o stare excitată. Dacă ionul generat în etapa Penning este excitat, el poate reveni pe starea fundamentală emițând radiația caracteristică de rezonanță:

$$M^{+*} = M^+ + h\nu_y \qquad (5.3)$$

In mod similar, un atom care este rezultatul unui proces de recombinare electron - ion va fi probabil excitat şi va emite o radiație caracteristică:

$$M^* = M + h\nu_x \qquad (5.4)$$

Excitarea atomilor şi ionilorprin ciocniri electronice poate fi şi ea descrisă prin procese care au loc în două etape:

$$M + e = M^* + e \qquad (5.5)$$

$$M^+ + e = M^{+*} + e \qquad (5.6)$$

urmate de reacțiile de dezexcitare (5.4) şi (5.3) şi de emisia radiațiilor caracteristice $h\nu_x$ respectiv $h\nu_y$.

Excitarea ionilor prin ciocniri electronice în absența oricărui tip de

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

interacție Penning poate fi descrisă prin procese care au loc în trei etape. Acest mecanism poate fi inițiat prin ionizarea atomilor la impact electronic, ionii rezultați putând fi atât în stare fundamentală cât şi în stare excitată, în funcție de energia electronului incident:

$$M + e = M^{+} + 2e \qquad (5.8)$$

$$M^{+} + e = M^{+*} + 2e \qquad (5.9)$$

Revenirea ionilor excitați în starea fundamentală se va desfăşura conform ecuației (5.3).

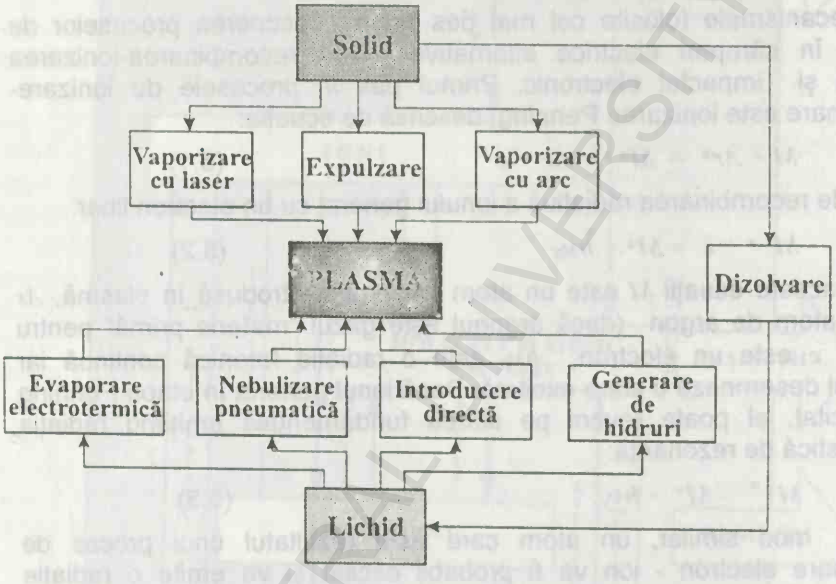


Fig.5.2

Toate aceste mecanisme fac posibilă utilizarea ca surse spectrale a plasmelor întreținute în câmpuri electromagnetice cu frecvențe înalte, la presiune atmosferică. Pentru determinarea elementelor dintr-o probă este necesară introducerea acesteia în plasmă şi transformarea ei în faza de atomi liberi care suferă procesul de excitare-dezexcitare sau procesul de ionizare urmat de excitarea ionilor. Metoda de introducere a probei în plasmă trebuie să asigure o eficiență maximă de transport, care depinde de starea de agregare a probei. In Fig.5.2 sunt prezentate metodele de introducere a probelor în plasmă în funcție de starea de agregare a

BCU IASI - BIBLIOTECA UNIVERSITARA

acestora.

Probele solide pot fi introduse direct în plasmă sau prin evaporare cu laser, arc sau scânteie. Se poate folosi şi metoda indirectă de dizolvare a probei în mediu acid sau bazic, soluția fiind introdusă în plasmă prin una din metodele de introducere a probelor lichide.

Probele lichide pot fi introduse prin evaporare electrotermică, pulverizare pneumatică sau ultrasonică sau depunerea probei într-o cupă de grafit şi introducerea directă a acesteia în plasmă.

Probele gazoase pot fi introduse direct în plasmă sub formă de atomi sau molecule.

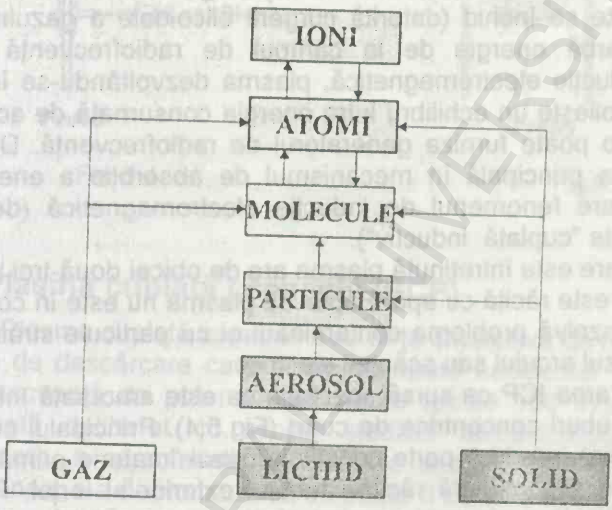


Fig.5.3

In Fig.5.3 sunt prezentate etapele procesului de transformare a probelor din plasmă până la starea de atomi sau ioni.

II. Surse spectrale cu plasmă de radiofrecvență

II.1 Plasma cuplată inductiv (ICP)

Plasma cuplată inductiv poate fi generată atunci când un tub conținând un gaz este plasat în interiorul unei bobine solenoidale parcursă de un curent intens de radiofrecvență. Câmpul electric în interiorul bobinei

BCU IASI - CYBERNETICS UNIVERSITY LIBRARY

este suma vectorială a două componente: o componentă longitudinală datorată diferenței de potențial dintre extremitățile bobinei şi o componantătangențială datorată fenomenului de inducție electromagnetică. Pentru a întreține o plasmă cuplată inductiv la presiune atmosferică gazul de lucru (de obicei Ar sau Ne) este introdus în tubul de descărcare (torță) într-o curgere tangențială cu un debit care depinde dimensiunile acestuia şi de puterea absorbită de plasmă. Curgerea elicoidală a gazului asigură atât răcirea tubului de descărcare, cât şi stabilizarea turbionară a descărcării. Pentru amorsarea descărcării gazul este inițial ionizat pentru un scurt timp cu ajutorul unei bobine Tesla, ionii şi electronii creați fiind accelerați de către componenta longitudinală a câmpului până la energii care să le permită provocarea unui proces de ionizare în avalanşă a gazului. Când "drumurile" ionice astfel create se închid (datorită curgerii elicoidale a gazului) gazul începe să absoarbă energie de la câmpul de radiofrecvență şi prin fenomenul de inducție electromagnetică, plasma dezvoltându-se în volum până când se stabileşte un echilibru între energia consumată de aceasta şi energia pe care o poate furniza generatorul de radiofrecvență. Din acest moment ponderea principală în mecanismul de absorbție a energiei de către plasmă o are fenomenul de inducție electromagnetică (de aceea plasma se numeşte "cuplată inductiv").

Bobina în care este întreținută plasma are de obicei două-trei spire din țeavă de cupru şi este răcită cu apă. Faptul că plasma nu este în contact cu nici un electrod rezolvă problema contaminării ei cu particule străine, cum se întâmplă în cazul arcului sau scânteii electrice.

Pentru utilizarea ICP ca sursă spectrală ea este amorsată într-o torță alcătuită din trei tuburi concentrice de cuarț (Fig.5.4). Principalul curent de argon (12 -18 l/min), pe de o parte constituie gazul "materie primă" pentru plasmă, iar pe de alta asigură răcirea tubului exterior al torței. Pentru a ajusta poziția verticală a plasmei se poate folosi un curent intermediar de argon cu un debit mult mai mic (0.5 -1 l/min). Proba de analizat, care de regulă trebuie să fie în fază lichidă, este mai întâi pulverizată pneumatic sau ultrasonic şi apoi preluată de un al treilea curent de argon (1 -2 l/min), care o transportă în plasmă. Trecerea probei prin interiorul plasmei este facilitată de efectul pelicular (Skin), datorită căruia descărcarea are o formă toroidală şi axul ei este relativ rece (Fig.5.5). Pe acest traseu proba este disociată, atomizată (în zona de preâncălzire) şi excitată (în zona de radiație inițială). In acest interval de timp diferitele specii atomice şi ionice se relaxează pe stările fundamentale emițând radiațiile lor caracteristice. Pentru scopuri analitice cele mai importante sunt zona de radiație inițială şi zona analitică

normală.

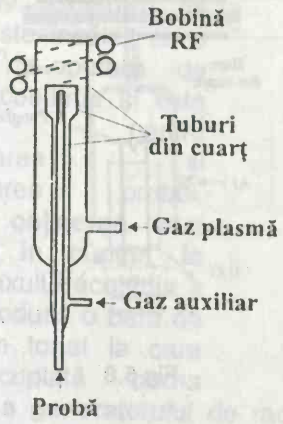


Fig. 5.4

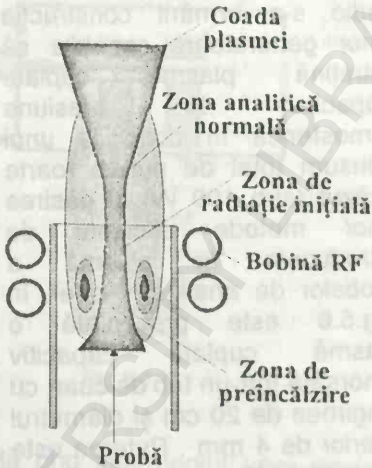


Fig.5.5

II.2 Plasma cuplată capacitiv (CCP)

Plasma cuplată capacitiv sau torța capacitivă de radiofrecvență este o formă de descărcare care poate să apară accidental în generatoarele de radiofrecvență de putere relativ mare (peste 100 W), sau care poate fi amorsată deliberat cu scopul studierii mecanismului de amorsare și întreținere, a caracteristicilor electrice sau a parametrilor de plasmă. De asemenea, s-a demonstrat că ea poate fi utilizată în scopuri analitice. Acest tip de descărcare poate fi întreținut între armăturile unui condensator conectat la o tensiune înaltă de radiofrecvență sau microunde, sau pe vârfuri sau muchii ascuțite având potențiale alternative ridicate. In acest din urmă caz prezența unui al doilea electrod nu este absolut necesară, curentul de radiofrecvență închizându-se prin pământ sau borna de masă. Dacă totuși există, el poate avea diferite forme geometrice (placă, disc, inel etc.), descărcarea putând fi sau nu în contact cu el.

Există mai multe tipuri de CCP la diferite presiuni, frecvențe și puteri consumate, cu diferite combinații de electrozi, fiecare din acești parametri putând fi un criteriu de clasificare. In lucrarea de față ne vom referi doar la

plasma cuplată capacitiv la presiune atmosferică aceasta având aplicațiile cele mai largi ca sursă spectrală.

În domeniul frecvențelor radio s-a urmărit construcția unor generatoare capabile să întrețină plasme cuplate capacitiv la presiune atmosferică în condițiile unui consum total de putere foarte scăzut (sub 100 W) şi găsirea unor metode eficiente de introducere în plasmă a probelor de analizat. Astfel, în Fig.5.6 este prezentată o plasmă cuplată capacitiv amorsată într-un tub de cuarț cu lungimea de 20 cm şi diametrul interior de 4 mm . Puterea este transmisă plasmei prin intermediul a două armături din oțel inoxidabil (electrozii descărcării), de formă semicilindrică, lungi de 18 cm şi late de 0,5 cm, plasate în exteriorul tubului de cuarț în poziții diametral opuse. Electrozii sunt conectați la generatorul de radiofrecvență printr-o bobină cuplată inductiv cu bobina circuitului oscilant al oscilatorului care lucrează la 27,12 MHz. S-a obținut o plasmă stabilă de argon, heliu sau amestecuri ale acestor gaze cu azot hidrogen sau aer, într-un domeniu de puteri cuprins între 30 şi 600 W şi pentru debite de gaz cuprinse între 0,2 şi 0,6 $l \cdot min^{-1}$. Proba de analizat este introdusă în plasmă prin vaporizare electrotermică. Înainte de amorsarea plasmei, cu ajutorul unei micropipete, ea este picurată pe o panglică de tantal încălzită electric unde este vaporizată şi atomizată. Un ciclu de introducere a probei cuprinde trei etape care pot fi controlate şi optimizate independent: uscarea, calcinarea şi atomizarea. Plasma este amorsată la sfârşitul celei de a doua etape şi se înregistrează răspunsul în timp al acesteia prin metodele spectrometriei de absorbție atomică, plasma fiind traversată longitudinal de un fascicol luminos provenit de la o lampă cu catod cavitar ("hallow-cathode").

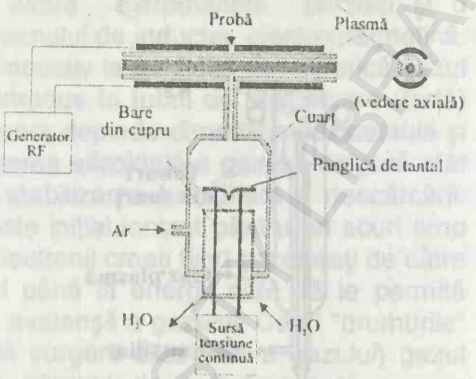


Fig.5.6

Prin combinarea eficienței atomizării electrotermice cu capacitatea mare de excitare a plasmei de radiofrecvență s-a obținut o sursă spectrală cunoscută sub denumirea de FAPES (Furnace Atomization Plasma Emission Spectroscopy), sursă prezentată în Fig.5.7. Ea constă dintr-un

atomizor electrotermic (cuptorul) în interiorul căreia se amorsează o plasmă cuplată capacitiv. Cuptorul de grafit este încălzit cu o sursă de putere de curent continuu şi este folosit pentru evaporarea şi atomizarea probei. Pentru obţinerea unei plasme în cuptor, în lungul axului acestuia a fost introdusă o bară de tungsten toriat la care este cuplată borna "caldă" a generatorului de radiofrecvenţă prin intermediul unei reţele de adaptare. Cel de al doilea electrod al descărcării fiind chiar cuptorul, se poate observa că, spre deosebire de sursa pentru spectrometria de absorbţie atomică, în acest caz plasma este în contact cu ambii electrozi. Frecvenţa de lucru este de 27,12 MHz, puterea în plasmă este în domeniul 10-100 W iar debitul de gaz (Ar) este de 1 $l \cdot min^{-1}$. În vederea evaporării şi atomizării probele solide pot fi plasate numai pe suprafaţa interioară a cuptorului, în timp ce probele lichide pot fi plasate atât pe suprafaţa cuptorului, cât şi pe bara de tungsten toriat. Ca metodă de analiză se foloseşte spectroscopia atomică de emisie.

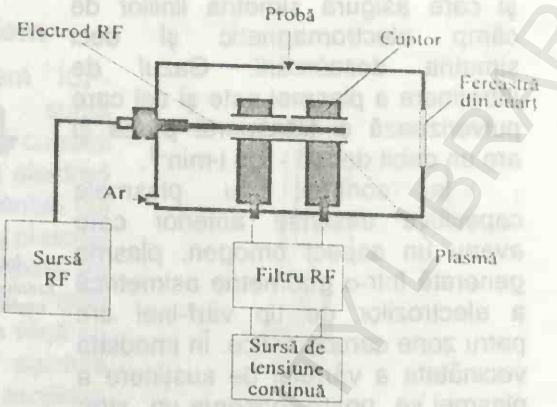


Fig.5.7

În lucrarea [2] sunt descrise două tipuri de surse cu plasmă cuplată capacitiv într-o geometrie a electrozilor de tip vârf-inel. Una de putere mică (30 W, 12 MHz) şi alta de putere medie (100-500 W, 27,12 MHz).

Plasma generată este în contact numai cu unul dintre electrozi, care este vârful ascuţit de platină al unui electrod cilindric de alamă cu diametrul exterior de 8 mm şi lungimea de 60 mm. Acest electrod este plasat în interiorul unui tub de cuarţ (cu diametrul interior de 15 mm, cel exterior de 18 mm şi lungimea de 100 mm) susţinut de sistemul de introducere a probei care este confecţionat din teflon (PTFE) şi care asigură o curgere laminară a aerosolului (proba lichidă pulverizată pneumatic) de-a lungul tubului (Fig.5.8). La o distanţă de 45 mm de vârful de platină, tubul de cuarţ este înconjurat de al doilea electrod (contraelectrod) care are formă inelară

şi care asigură simetria liniilor de câmp electromagnetic şi deci simetria descărcării. Gazul de întreţinere a plasmei este şi cel care pulverizează şi transportă proba şi are un debit de 0,6 - 1,5 $l \cdot min^{-1}$.

În contrast cu plasmele capacitive descrise anterior care aveau un aspect omogen, plasma generată într-o geometrie asimetrică a electrozilor de tip vârf-inel are patru zone caracteristice. În imediata vecinătate a vârfului de susţinere a plasmei se poate observa un strat subţire (sub 1mm) foarte luminos numit *luminiscenţă superficială* şi care are toate caracteristicile unei căderi normale de tensiune catodică din descărcarea în curent continuu. Plasma propriuzisă constă dintr-un *miez* care în argon este alb-strălucitor şi are o temperatură de 3500 - 4000 K, şi o *manta* mai rece şi mai puţin strălucitoare decât miezul şi care-l înconjoară pe acesta. Ultimele două zone sunt separate de luminiscenţa superficială printr-un *spaţiu întunecat* similar spaţiilor întunecate din descărcările în curent continuu. Din punct de vedere analitic sunt importante miezul descărcării şi luminiscenţa superficială.

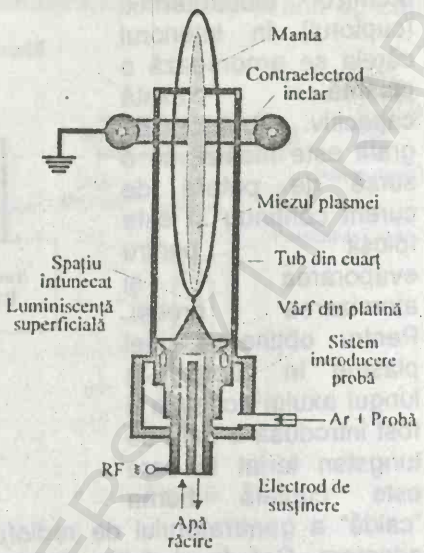


Fig. 5.8

In miez, elementele introduse prin pulverizare pneumatică din fază lichidă sunt atomizate, excitate şi ionizate, la revenirea pe starea fundamentală emiţând radiaţii fotonice caracteristice. Luminiscenţa superficială este importantă deoarece ionii pozitivi, accelerati în câmpul ei foarte intens, ciocnind vârful de susţinere, îşi transferă energia atomilor din reţeaua cristalină a metalului eliberându-i şi permiţându-le accesul în miezul plasmei unde sunt excitaţi sau chiar ionizaţi. In consecinţă, această geometrie poate fi folosită pentru analiza calitativă şi cantitativă a probelor solide dacă vârful de susţinere este confecţionat chiar din aceste probe.

BCU IASI

II.3 Sursa spectrală tandem

Sursa spectrală tandem ICP-CCP este obținută din sursa "tradițională" de plasmă cuplată inductiv căreia i se adaugă un electrod metalic ascuțit conectat la potențial nul şi care este plasat deasupra plasmei cuplate inductiv, coaxial cu bobina de radiofrecvență (Fig.5.9). El este confecționat din alamă şi este răcit cu apă. Această geometrie permite formarea unei descărcări auxiliare datorată câmpului electric care ia naştere între extremitatea superioară a bobinei de radiofrecvență şi vârful electrodului ascuțit, mecanismul de transfer al energiei de la câmp la plasmă fiind unul capacitiv. Prezența electrodului suplimentar tinde să localizeze descărcarea pe vârful lui, permițând curentului capacitiv să se scurgă spre masă traversând zona analitică normală şi contribuind astfel la înbunătățirea capacității de atomizare şi excitare a plasmei în ansamblul ei. În acest fel se pot obține performanțe analitice comparabile cu cele ale plasmei cuplate inductiv dar cu o putere consumată mai mică. Faptul că transferul energiei de radiofrecvență absorbită de plasmă în energie de excitare şi radiativă este mai eficient în cazul sursei tandem este confirmat şi de faptul că plasma în sursa tandem de 500 W este mai intensă şi mai robustă decât plasma cuplată inductiv cu puterea de 1500 W.

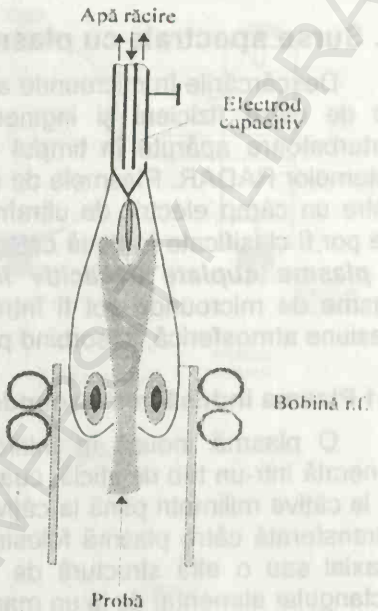


Fig.5.9

Formarea descărcării capacitive are următoarele efecte asupra plasmei cuplate inductiv peste care este suprapusă: îi elimină coada, produce o mică descărcare globulară albăstruie pe vârful electrodului şi determină o creştere uşoară a diametrului porțiunii de plasmă care se află în interiorul tubului de cuarț.

O plasmă de heliu din sursa tandem poate funcționa stabil într-un domeniu de puteri absorbite cuprins între 250 W şi 700 W. La puteri mai mici nu mai poate fi amorsată iar la puteri mai mari apare fenomenul de

pulverizare catodică din electrodul capacitiv datorită creşterii căderii normale de tensiune catodică.

III. Surse spectrale cu plasmă de microunde

Descărcările în microunde au fost observate pentru prima dată în anii '40 de către fizicieni şi inginerii electronişti ca fenomene nedorite şi perturbatoare apărute în timpul cercetărilor efectuate pentru dezvoltarea sistemelor RADAR. Plasmele de microunde sunt produse prin interacţiunea dintre un câmp electric de ultraînaltă frecvenţă (uzual 2,45 GHz) şi gaze. Ele por fi clasificate în două categorii: ***plasme induse în microunde*** (MIP) şi ***plasme cuplate capacitiv în microunde*** (CMP). Ambele tipuri de plasme de microunde pot fi întreţinute la presiuni subatmosferice sau la presiune atmosferică, absorbind puteri scăzute sau medii de la câmp.

III.1 Plasma indusă în microunde

O plasmă indusă în microunde este o descărcare fără electrozi, generată într-un tub de sticlă, cuarţ sau ceramic, având un diametru interior de la câţiva milimetri până la câţiva centimetri. Energia de microunde poate fi transferată către plasmă folosind o *cavitate rezonantă*, un ghid de undă coaxial sau o altă structură de microunde cuplată cu un ghid de undă rectangular alimentat de la un magnetron (generatorul de microunde).

În primul caz, rolul cavităţii rezonante este acela de a permite formarea unei unde electromagnetice staţionare care să aibă un maxim de câmp electric în vecinătatea torţei de plasmă. Modurile rezonante ale acestor cavităţi pot fi clasificate în moduri transversal electrice (TE) şi transversal magnetice (TM). Deseori aceste moduri nu pot exista în formă pură electrică sau formă pură magnetică şi în aceste cazuri se vorbeşte despre moduri hibride. Cavitatea care a devenit cea mai utilizată pentru generarea plasmelor induse în microunde care urmează să fie folosite ca surse spectrale sau surse de ioni este cea de tip TM_{010}. Ea s-a dovedit a fi foarte eficientă în generarea plasmelor de heliu sau argon la presiune atmosferică, folosind puteri de intrare foarte mici (40-100 W). În Fig.5.10 este prezentată schematic o astfel de cavitate. Ea este de forma unei cutii de medicamente şi este alcătuită dintr-un corp cilindric cu fund fix şi capac demontabil. Tubul de descărcare (torţa) este montat în centrul cavităţii, în lungul axului ei. Energia de microunde este transferată spre cavitate prin intermadiul unei antene de cuplaj sub formă de buclă, confecţionată din sârmă de cupru cu diametrul de 1 mm. Rezonanţa cavităţii este obţinută cu

BCU IAŞI

ajutorul unor şuruburi de acord poziționate fie în peretele cilindric, fie în capacul cavității.

În cel de-al doilea caz, microundele generate de un magnetron sunt transferate către o bobină eleicoidală prin intermediul unui cuplor direcțional şi unui transformator de mod, şi sunt absorbite sub formă de unde circular polarizate de către plasma aflată în tubul de descărcare plasat în interiorul bobinei elicoidale. Piesa cea mai importantă a acestui ansamblu este *transformatorul de mod*, a cărui schemă este prezentată în Fig.5.11. El este alcătuit din două părți: una este un ghid de undă dreptunghiular cu înălțime redusă pentru realizarea adaptării între impedanța bobinei elicoidale împreună cu plasma şi impedanța sursei de microunde; cealaltă este un ghid de undă coaxial cu o impedanță de 50 W, cuplat cu ghidul de undă dreptunghiular. Un capăt al bobinei elicoidale (cu două spire) este conectat la conductorul interior al ghidului de undă coaxial iar celălalt la flanşa de capăt a conductorului exterior. Torța

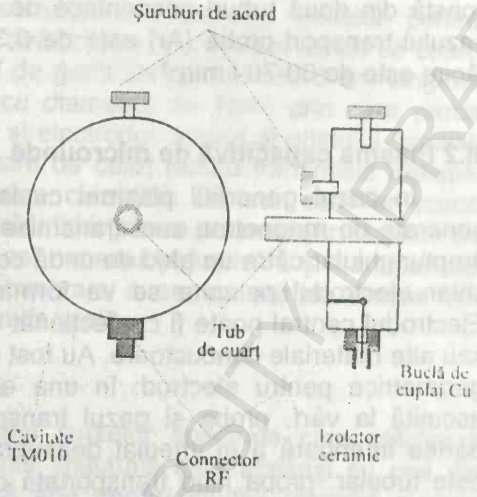


Fig.5.10

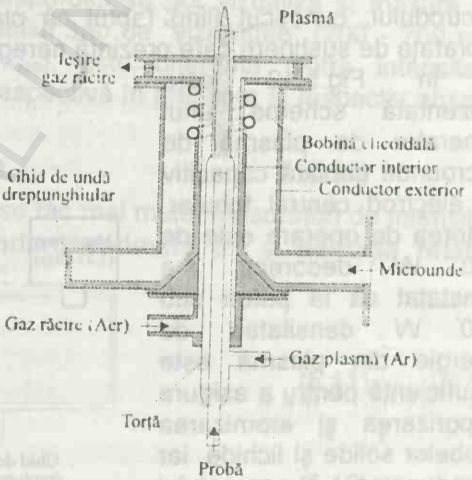


Fig.5.11

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

constă din două tuburi concentrice de cuarț și este răcită cu aer. Debitul gazului transport-probă (Ar) este de 0,35-0,5 $l \cdot min^{-1}$, iar debitul aerului de răcire este de 60-70 $l \cdot min^{-1}$.

III.2 Plasma capacitivă de microunde

În cazul generării plasmei cuplate capacitiv în microunde, undele generate de magnetron sunt transmise prin intermediul unui ghid de undă dreptunghiular către un ghid de undă coaxial al cărui conductor central este chiar electrodul pe care se va forma o plasmă sub formă de flacără. Electrodul central poate fi confecționat din platină, wolfram, aluminiu, grafit sau alte materiale conductoare. Au fost concepute două tipuri de configurații geometrice pentru electrod: în una electrodul este o baghetă cilindrică ascuțită la vârf, proba și gazul transport-probă difuzând în plasmă prin partea inferioară a ei imediat deasupra vârfului, iar în cealaltă electrodul este tubular, proba fiind transportată de gaz direct în miezul plasmei. În acest caz interacția plasmă-probă este mai intensă, concentrația de atomi de probă în plasmă este mai mare și, ca urmare, raportul semnal/fond, semnal/zgomot și limitele de detecție sunt mai bune decât în primul. Dezavantajul electrodului central tubular constă în dificultățile de obținere a unei plasme care să aibă ca "bază" de susținere întreaga circumferință a electrodului, cunoscut fiind faptul că plasma "fuge" spre zonele de pe suprafața de susținere care prezintă neregularități sau impurități.

În Fig.5.12 este prezentată schema unui generator de plasmă de microunde cuplată capacitiv cu electrod central tubular. Puterea de operare este de 600 W deoarece s-a constatat că la puteri sub 400 W densitatea de energie din plasmă este insuficientă pentru a asigura vaporizarea și atomizarea probelor solide și lichide, iar introducerea aerosolului poate cauza dezadaptarea impedanțelor sistemului și

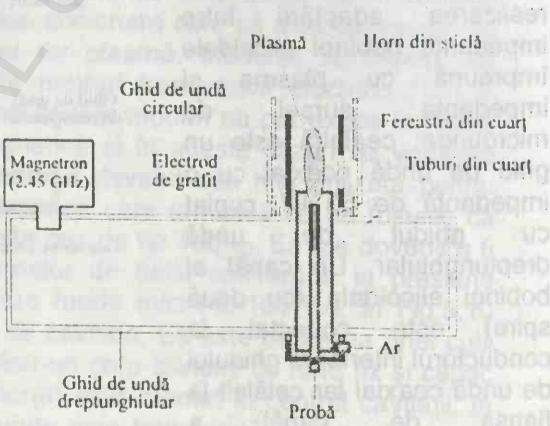


Fig.5.12

stingerea plasmei. Torța este asemănătoare cu cea utilizată pentru generarea plasmei cuplate inductiv, având însă numai două tuburi de cuarț. Tubul interior se termină cu un vârf de grafit de aproximativ 5 cm lungime prevăzut cu un canal longitudinal cu diametrul de 1mm prin care proba poate intra în plasmă. El reprezintă şi electrodul central al ghidului coaxial. Un horn de sticlă prevăzut cu ferestre de cuarț pentru transmisia radiației plasmei protejează plasma împotriva curenților de aer care ar putea provoca instabilități ale ei. Gazul pentru întreținerea plasmei (Ar, He) are un debit de aproximativ 6 $l \cdot min^{-1}$ iar cel necesar pulverizării şi transportului probei, de 0.4 $l \cdot min^{-1}$. Zona de observare a semnalului de emisie ete localizată chiar deasupra electrodului de grafit.

IV. Determinări experimentale

Instalația folosită pentru studiul surselor spectrale care utilizează plasma de radiofrecvență drept sursă spectrală este aceeaşi cu cea din lucrarea nr.11. Ea poate fi folosită atât pentru studiul plasmei cuplate inductiv cât şi pentru al celei cuplate capacitiv, fiind necesare doar câteva reglaje specifice fiecărui tip de plasmă.

Pentru a putea caracteriza o sursă spectrală este necesară cunoaşterea unor parametri caracteristici pe care-i vom prezenta pe scurt în continuare. Cu ajutorul monocromatorului se pot vizualiza şi măsura linii caracteristice de emisie din domeniul său de "vizibilitate" (200 - 700 nm). Intensitatea netă a unei linii x_{net}, este diferența dintre intensitățile semnalului la lungimea de undă respectivă în prezența şi respectiv absența elementului care o emite:

$$x_{net} = x_I - x_f \qquad (5.10)$$

Dacă la o lungime de undă se fac mai multe măsurători de intensitate atunci se definşte **deviația standard estimată** σ şi **deviația relativă standard RSD** cu ajutorul relațiilor:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{n}\left(\bar{x} - x_j\right)^2}{n-1}} \qquad (5.11)$$

$$RSD = \frac{\sigma}{x} \qquad (5.12)$$

în care $\bar{x}$ este media aritmetică a n măsurători. Pentru a caracteriza

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sursa spectrală se calculează aceste două mărimi atât pentru semnal cât şi pentru fond. Ea este considerată bună dacă RSD ≤5 %.

Pentru estimarea limitei de detecţie (cantitatea minimă de probă care mai poate fi detectată) există mai multe criterii de evaluare, unul dintre cele mai folosite fiind aşa numitul **criteriu 3σ** conform căruia limita de detecţie se determină cu ajutorul relaţiei:

$$D.L.=\frac{3\times 0.01\times RSD\times \bar{x}_{fond}}{\bar{x}_{net}}C \qquad (5.13)$$

în care C este concentraţia (exprimată în % sau ppm) elementului pentru care s-au făcut măsurătorile.

Este de menţionat faptul că softul de prelucrare a datelor experimentale cu care este dotat calculatorul permite calcularea automată a acestor parametri caracteristici.

a. Studiul plasmei cuplate inductiv

Se vor studia posibilităţile de excitare a manganului într-o plasmă cuplată inductiv cu puterea de 1.5 kW la frecvenţa de 27.12 MHz. Debitul de argon necesar întreţinerii plasmei este de 18 l/min iar proba va fi introdusă în plasmă prin pulverizare pneumatică din fază lichidă cu un curent de argon de 1 l/min.Vor fi folosite soluţii monoelement de mangan cu 5 concentraţii cuprinse între 5 şi 100 ppm şi o soluţie care conţine acelaşi element în concentraţie necunoscută.

Etapele desfăşurării lucrării sunt următoarele:

- se introduce soluţia cu 100 ppm Mn, se vizualizează spectrul plasmei între 400 şi 405 nm şi se localizează cele trei linii ale manganului ale căror luingimi de undă sunt 403.076, 403.307 şi 403.449 nm.
- dintre cele trei linii se alege lina cu cea mai mare sensibiltate, toate măsurătorile următoare făcându-se la această lungime de undă.
- se introduce în plasmă apă bidistilată şi se fac 5 măsurători ale intensităţii fondului la lungimea de undă aleasă.
- se introduc pe rând în plasmă, în ordinea creascătoare a concentraţiei, soluţiile cu concentraţiile cunoscute şi se fac câte 5 măsurători de intensitate pentru fiecare soluţie. Intre două soluţii cu concentraţii diferite se pulverizează în plasmă apă bidistilată timp de 30 de secunde pentru spălare sistemului de introducere a probei.
- se ridică dreapta de etalonare reprezentând grafic $x_{net} = f(C)$.
- se introduce în plasmă soluţia cu concentraţia necunoscută şi se fac

5 măsurători de intensitate, după care, prin interpolare pe dreapta de etalonare. se determină concentrația de mangan din ea.

- cu ajutorul relațiilor (5.11) şi (5.12) se calculează abaterea relativă standard pentru linie şi fond şi se evaluează calitatea sursei spectrale folosite.

- folosind relația (5.13) se determină limita de detecție pentru manganul excitat în plasma cuplată inductiv.

b. Studiul plasmei cuplate capacitiv

Se va studia capacitatea de utilizare ca sursă spectrală pentru analiza probelor solide a unei plasme cuplată capacitiv susținută în argon la frecvența de 27.12 MHz, puterea absorbită de plasmă putând fi reglată în domeniul 85 - 275 W. Proba de analizat (în cazul de față confecționată din alamă) constituie chiar vârful de susținere a plasmei. Ca element de studiu se alege zincul care are o linie de emisie suficient de intensă la 213.861 nm. Etapele desfăşurării lucrării sunt următoarele:

- se introduce în plasmă prin pulverizare pneumatică o soluție monoelement de Zn cu concentrația de 100 ppm, se reglează înălțimea de vizare astfel încât pe fanta de intrare a monocromatorului să fie focalizat miezul plasmei, se vizualizează spectrul plasmei între 210 şi 215 n.m şi se localizează linia zincului. In continuare toate măsurătorile se vor face la această lungime de undă.

- pentru o putere absorbită de plasmă de 185 W se va studia dependența intensității liniei zincului în funcție de unghiul la vârf al conului-probă, având la dispoziție probe cu unghiuri de 60, 75, 90, 105 şi 120°, zona vizată fiind luminiscența superficială. Pentru fiecare probă se vor face câte 5 determinări de intensitate şi se reprezintă grafic $x_{net} = f(\alpha)$.

- pentru proba cu unghiul la vârf de 75° se vor studia următoarele aspecte legate de sursa spectrală:

- dependența intensității liniei de puterea P absorbită de plasmă

- dependența intensității liniei de înălțimea de vizare h (măsurată de la vârful probei) variată în limitele 0 - 15 mm.

- dependența intensității liniei de debitul de argon variat în limitele 0.5 - 1.5 l/min.

Toate aceste dependențe vor fi reprezentate grafic şi se va încerca interpretarea formei lor pe baza mecanismului de expulzare şi excitare a atomilor de zinc din probele studiate.

BCU IAŞI LIBRARY

TIRATRONUL

I. Introducere

Fizica plasmei s-a dovedit a avea numeroase aplicaţii în domenii din cele mai diferit: energetică [9,11], prelucrări industriale [16], chimie, fizică, electronică [15]. Din ultimele domenii citate vor fi exemplificate în prezenta culegere două realizări practice: două surse spectrale (Lucrările Nr.5-6) şi un dispozitiv electronic (tiratronul) de care se ocupă referatul de faţă. Deşi înlocuite din ce în ce mai mult de echivalente cu semiconductori, tuburile electronice sunt încă folosite – în special la niveluri de putere ridicate. Nu este vorba doar de diode, triode, ş.a.m.d. cu vid, ci şi de tuburile în care purtătorii de sarcină sunt atât electronii, cât şi ionii pozitivi. In acestea din urmă se introduc vapori de mercur sau gaze nobile, la presiuni scăzute ($\sim 10^{-1}$ torr), iar conducţia se stabileşte printr-o descărcare electrică rezultată în urma ionizării atomilor neutri din tub. Descărcarea este de tip luminiscent sau în arc [12], iar catodul poate fi "rece" sau încălzit artificial. Dintre tuburile cu descărcare luminiscentă amintim stabilizatoarele de tensiune, generatoarele de zgomot electromagnetic şi tiratronul cu catod rece· descărcarea în arc este posibilă atât cu catozi reci (redresoarele de mare putere cu vapori de mercur, ignitroane, excitroane), cât şi cu catozi cu încălzire indirectă (gazotroane, tiratroane).

Cu mici excepţii, tuburile cu gaz au fost utilizate în electrotehnică pentru redresarea curentului alternativ; ele prezentau avantajul unor curenţi de intensitate simţitor mai mare decât cea a tuburilor cu vid. Dar nu numai proprietăţile nereciproce de conducţie au impus tiratroanele, ci şi inerţia mică prezentată în procesele de comutaţie. Mult timp ele au fost de neînlocuit în generarea impulsurilor cu timp de creştere (sau scădere) foarte scurt. In ceea ce ne priveşte, prezentăm funcţionarea acestui dispozitiv nu atât pentru aplicaţiile sale cât, mai ales, pentru ilustrarea unor proprietăţi fundamentale ale plasmei, cum ar fi ecranarea electrostatică.

II. Tiratronul

Este denumit şi "trioda cu gaz", iar simbolurile grafice cu ajutorul cărora este reprezentat sunt date în Fig.7.1. Vom studia un tiratron de

BCU LIBRARY

mică putere (TГ 01), a cărui construcție este foarte asemănătoare cu a unei triode cu vid. Deosebirea constă în următoarele: Dacă la triodă grila – prin potențialul ei negativ – controlează intensitatea curentului prin tub, la tiratron rolul grilei se limitează la condiționarea amorsării descărcării. Mai concret, în gazul neutru din spațiul catod – grilă câmpul de frânare a electronilor datorat potențialului grilei este comparabil ca intensitate cu cel accelerator al anodului. Grila poate astfel să împiedice electronii emişi de catod să câştige o energie cinetică suficientă pentru a produce prin ciocniri ionizarea atomilor neutri – şi deci descărcarea electrică în gaz. Unei anumite tensiuni anodice îi corespunde univoc o tensiune de grilă la care are loc străpungerea; cu cât negativarea grilei este mai mare, cu atât mai mult trebuie să crească tensiunea anodică pentru a apărea curent în tub.

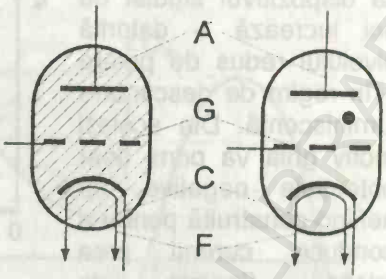


Fig.7.1

Cele de mai sus sunt ilustrate în **caracteristica (statică) de amorsare** din Fig.7.2 ; pentru perechi de valori (U_a, U_g) situate în domeniul haşurat, tiratronul conduce. In ce condiții însă? Ce limitează

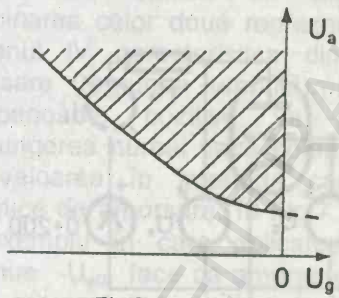


Fig.7.2

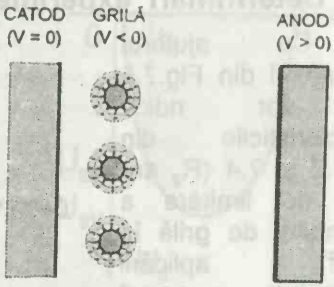


Fig.7.3

curentul anodic? In nici un caz potențialul grilei, care **este ecranat** de plasma generată prin descărcare. In jurul grilei se formează o "teacă" , un dublu strat cu grosimea de ordinul lungimii de ecranare λ_D [12], care prin câmpul datorat separării de sarcină anulează pe cel al grilei (Fig.7.3). Intensitatea curentului anodic va fi limitată (pentru U_a dată) doar de rezistența de sarcină R_a, prezentă obligatoriu în serie cu tubul deoarece la amorsare rezistența internă a tiratronului scade brusc. In Fig.7.4 sunt date caracteristicile volt-amperice ale tiratronului; se observă

că dispozitivul studiat de noi lucrează – datorită nivelului redus de putere – în regim de descărcare luminiscentă. Din acelaşi motiv grila va primi doar potenţiale negative, ea nefiind construită pentru a conduce curenţi prea intenşi (înainte de amorsare). Cu cât negativarea grilei este mai mare ($|U_{g2}| > |U_{g1}|$), cu atât mai mare va fi tensiunea anodică de străpungere U_s, lucru reflectat şi de Fig.7.2. Grila controlează intensitatea curentului anodic (foarte mic) numai până la ionizarea gazului. După amorsarea descărcării, tensiunea pe tub scade la o valoare U_{aa}, constantă la variaţii de două – trei ordine de mărime ale curentului anodic (produse de variaţiile tensiunii sursei din circuit, deoarece grila fiind "ecranată" este inactivă). In consecinţă, grila nu are nici un efect la "stingerea" descărcării. Fig.7.4 reliefează avantajul tiratronului în regim de comutaţie: este evident cum o variaţie infimă a potenţialului grilei provoacă trecerea de la un curent anodic neglijabil la unul de intensitate mare, limitată doar de elementele circuitului exterior.

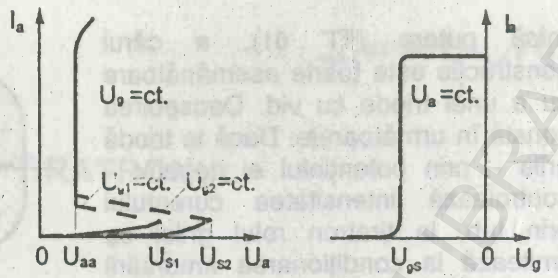


Fig.7.4

III. Determinări experimentale

Cu ajutorul montajului din Fig.7.5 se vor ridica caracteristicile din Fig.7.2 şi 7.4 (R_g are rolul de limitare a curentului de grilă în cazul aplicării incidentale a unui potenţial pozitiv). După amorsarea descărcării luminiscente în tiratron (vizibilă prin balonul de sticlă), se va verifica independenţa curentului şi tensiunii anodice de potenţialul "ecranat" al grilei.

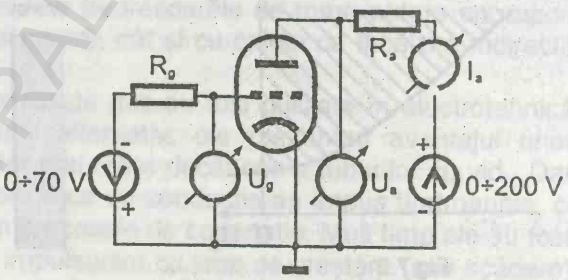


Fig.7.5

IV. Redresorul comandat

O utilizare ingenioasă a rolului grilei în amorsarea descărcării în tiratron este ilustrată de redresorul comandat. O diodă – cu vid, cu gaz, cu semiconductor – realizează numai redresarea unei semialternanțe întregi (durată T/2), pe când tiratronul poate realiza redresarea pentru un interval de timp inferior semiperioadei.

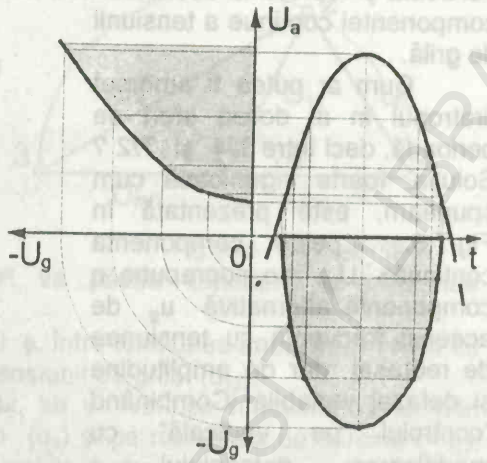


Fig.7.6

Pentru a arăta aceasta, vom construi pentru început **caracteristica dinamică de amorsare** (Fig.7.6). In cadranul I este desenată tensiunea sinusoidală de redresat ; este de la sine înțeles că pe durata semiperioadelor negative prin tiratron nu va trece curent. In cadranul II figurează caracteristica statică de amorsare ; combinarea celor două reprezentări dă în cadranul IV caracteristica dinamică de amorsare (regiunea umbrită). Pe durata semiperioadei pozitive va avea loc străpungerea numai dacă potențialul grilei are valoarea în interiorul caracteristicii dinamice de amorsare; în Fig.7.7 este dat un exemplu în care aplicarea tensiunii continue $-U_{g0}$ face ca amorsarea să aibă loc la momentul t_1, iar impulsul de curent corespunzător să aibă o durată mai mică de T/2. Prin modificarea valorii acestei tensiuni de la 0 la $-U_{gV}$ se poate comanda deschiderea tiratronului începând de la t = 0 (ca şi în cazul diodelor – curent redresat maxim) şi până la t = T/4. Datorită reprezentării U_g pe ordonată, acest reglaj mai este numit **controlul pe**

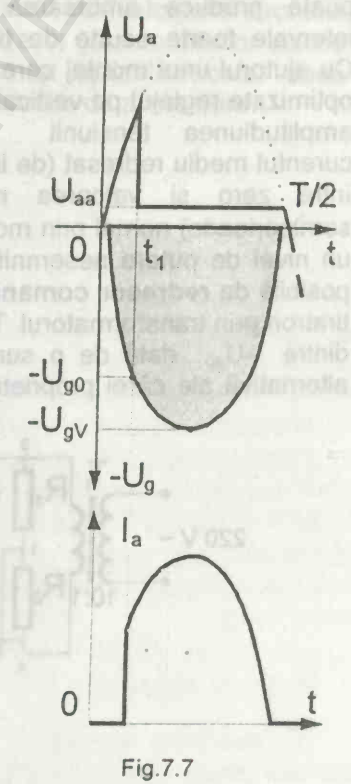


Fig.7.7

verticală şi reprezintă deci stabilirea momentului amorsării prin alegerea componentei continue a tensiunii de grilă.

Cum ar putea fi amorsat tiratronul în al doilea sfert de perioadă, deci între T/4 şi T/2 ? Soluţia, foarte ingenioasă cum spuneam, este prezentată în Fig.7.8: peste componenta continuă $-U_{g0}$ se suprapune o componentă alternativă u_g de aceeaşi frecvenţă cu tensiunea de redresat, dar de amplitudine şi defazaj variabile. Combinând "controlul pe verticală" cu modificarea defazajului ϕ (**controlul "pe orizontală"**) se poate produce amorsarea pe intervale foarte scurte de timp. Cu ajutorul unui montaj care are optimizate reglajul pe verticală şi amplitudinea tensiunii u_g, curentul mediu redresat (de intensitate foarte mare uneori) poate fi variat între zero şi valoarea maximă (corespunzând detecţiei întregii semiperioade) numai prin modificarea defazajului ϕ - ceeace se face la un nivel de putere nesemnificativ. Iată în Fig.7.9 cum arată o schemă posibilă de **redresor comandat.** Tensiunea de redresat este aplicată pe tiratron prin transformatorul T_2; tensiunea de comandă a grilei este suma dintre $-U_{g0}$ dată de o sursă de curent continuu şi u_{12}, o tensiune alternativă ale cărei proprietăţi pot fi deduse din diagrama fazorială din

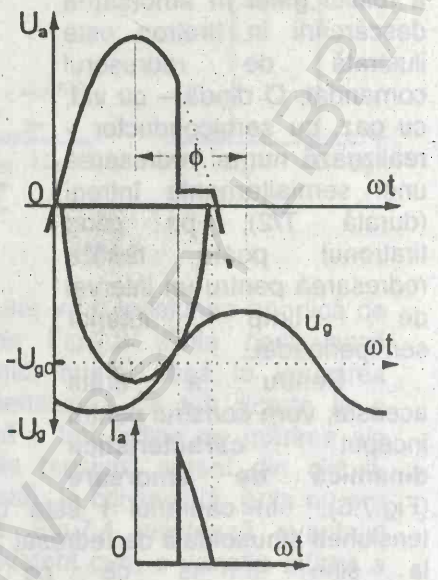


Fig.7.8

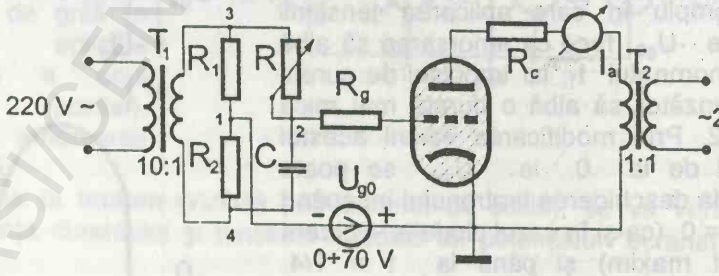


Fig.7.9

Fig.7.10. Tensiunea u_{34} dată de secundarul transformatorului T_1 este divizată atât simetric ($R_1 = R_2$) cât şi printr-o ramură RC (U_c defazată cu $\pi/2$ în urma U_R). Deoarece punctul 2 se află totdeauna pe cercul cu centrul în 1,

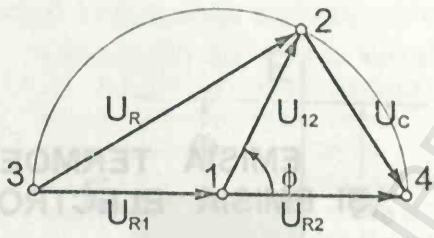


Fig.7.10

schimbarea valorii rezistenței R va păstra constantă amplitudinea tensiunii

$u_{12} = u_g$, dar va modifica defazajul ϕ între tensiunea anodică (în faza cu u_{34}) şi componenta alternativă a tensiunii de grilă (u_{12}).

După realizarea montajului, se va verifica funcționarea lui prin vizualizarea tensiunilor pe tiratron (u_a) şi pe rezistența de sarcină ($\sim i_a$); se vor urmări de asemenea indicațiile instrumentului de măsură, care reprezintă valoarea medie a curentului pulsatoriu redresat.

Dispozitivul semiconductor care reprezintă echivalentul tiratronului se numeşte **tiristor**; există o mare asemănare a caracteristicilor statice ale acestuia şi cele ale tiratronului. Chiar şi aplicațiile celor două dispozitive sunt similare; diferă in special tensiunile de alimentare.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

EMISIA TERMOELECTRONICĂ ŞI EMISIA ELECTRONICA DE CÂMP

I. Introducere

Extragerea de electroni dintr-un solid (metal sau semiconductor) în urma încălzirii acestuia poartă denumirea de **emisie termoelectronică**. Fenomenul este de mult cunoscut: încă în 1725 du FAY a descoperit că regiunea din jurul unui metal adus la incandescență este bună conducătoare de electricitate, iar în 1883 EDISON a realizat prima diodă cu vid. Cu toată vârsta înaintată, emisia termoelectronică rămâne în actualitate prin multiplele aplicații practice, fiind metoda cea mai eficace de obținere a fasciculelor de electroni. Aceste fascicule asigură funcționarea tuburilor electronice (oscilatoare de mare putere, generatoare şi amplificatoare de microunde, tuburi catodice şi cinescoape, camere videocaptoare,ş.a.) şi a microscoapelor electronice. şi servesc în scopuri de defectoscopie, de prelucrări mecanice şi termice sau în aplicații militare. În fizica plasmei, fasciculele electronice sunt prezente în acceleratoarele pentru fuziune termonucleară inerțială, în experimentele de studiu a interacțiunii fascicul – plasmă, sau sunt folosite la combaterea unor instabilități.

În lipsa unui câmp electric exterior care să-i îndepărteze, electronii rămân în apropierea suprafeței emisive. Existența unui câmp electric slab la suprafața solidului este suficientă pentru dispersarea sarcinii spațiale care frânează emisia şi stabilirea curentului de saturație. Creşterea intensității câmpului electric provoacă o suplimentare a numărului de termoelectroni emişi: este **emisia de câmp** datorată efectului SCHOTTKY. Există posibilitatea ca electronii să fie emişi datorită câmpului electric intens fără ca solidul să fie încălzit: emisia este numită în acest caz **autoelectronică** (sau "la rece"), şi se explică prin efectul tunel.

II. Noțiuni teoretice

O descriere simplă a fenomenului emisiei termoelectronice a metalelor poate fi făcută cu ajutorul modelului "electronilor într-o cutie"

(Fig.8.1). Electronii cvasiliberi ocupă stări energetice într-o bandă de înălțime egală cu energia FERMI, E_F, în "groapa" de energie ce reprezintă metalul; înălțimea barierei energetice, măsurată de la nivelul inferior al benzii de valență, este W_0. Se poate considera că, la temperatura camerei, electronii susceptibili de a absorbi energie şi a părăsi metalul au energia medie E_F. Pentru a ieşi din metal ei vor trebui să primească deci din exterior un surplus Φ numit **energie de extracție** (sau "lucru de extracție extern", "funcție de lucru", "căldură latentă de evaporare a electronilor din metal"):

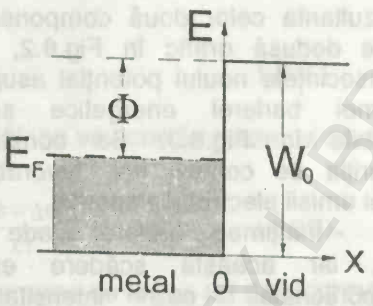


Fig.8.1

$$\Phi = W_0 - E_F \qquad (8.1)$$

În [14, Cap.II] este dedusă expresia densității curentului de emisie (la saturație), luându-se în considerație statistica FERMI – DIRAC :

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot \exp(-\Phi / kt), \qquad (8.2)$$

unde A ($\sim 1{,}2 \cdot 10^{-2}$ $A.m^{-2}.K^{-2}$) este o constantă universală, T este temperatura absolută a metalului şi k - constanta lui BOLTZMANN. (8.2) reprezintă cunoscuta formulă **RICHARDSON – DUSHMAN** (Primul a obținut cu statistica clasică o dependență $\sim T^{1/2}$, modificată de cel de al doilea prin aplicarea statisticii cuantice). Tot în lucrarea [14] sunt expuse principalele alte corecții necesar a fi aduse legii lui RICHARDSON – DUSHMAN datorită reflexiilor la suprafața de emisie, prezenței sarcinii spațiale, prezenței câmpului electric extern, orientării rețelei cristaline şi formei barierei energetice. Luarea în considerare a reflexiilor impune o altă constantă ($A' \approx 2 \div 8 \cdot 10^{-3}$ $A.m^{-2}.K^{-2}$), iar aplicarea câmpului electric extern duce la următoarele consecințe:

Să presupunem că o geometrie unidimensională ca în Fig.8.1 poate ilustra situația dintr-o diodă cu vid. In spațiul din vecinătatea emițătorului, numit "catod", potențialul electric în care evoluează electronul este suprapunerea a două componente:

a) V_e , datorată tensiunii U_a dintre anod şi catod , şi care variază liniar cu x (l este distanța dintre anod şi catod) :

$$V_e = U_a \cdot x / l \ , \text{şi} \qquad (8.3)$$

b) V_i, potențialul creat de sarcina – imagine a electronului:

$$V_i = e / (4\pi\varepsilon.2x) \qquad (8.4)$$

Rezultanta celor două componente este dedusă grafic în Fig.8.2, iar consecințele noului potențial asupra formei barierei energetice sunt vizibile în Fig.8.3. Se constată apariția de condiții noi, favorabile unei emisii electronice sporite:

- Înălțimea barierei scade cu $\Delta\Phi$, iar această scădere este proporțională cu intensitatea câmpului electric (efectul SCHOTTKY);
- Bariera are acum o lărgime finită, existând deci o probabilitate ne-nulă de trecere a ei prin efect tunel. Cu cât intensitatea câmpului electric este mai mare, cu atât mai mult scade grosimea barierei şi creşte probabilitatea tunelării.

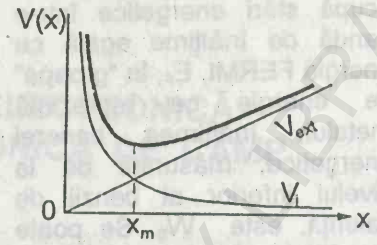


Fig.8.2

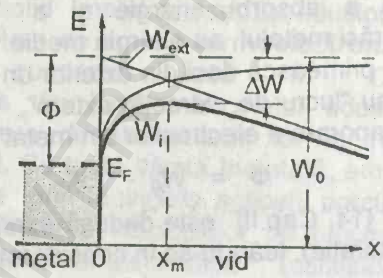


Fig.8.3

O evaluare aproximativă a lui $\Delta\Phi$ poate fi făcută după cum urmează:

Forța totală care acționează asupra electronului aflat la coordonata x de suprafața emisivă este rezultatul acțiunilor conjugate ale câmpului extern (accelerator) şi câmpului sarcinii – imagine (de frânare):

$$F(x) = F_e(x) + F_i(x) = - e.E + e^2 / (4\pi\varepsilon.4x^2) \qquad (8.5)$$

La coordonata x_m cele două componente se compensează reciproc şi forța totală este nulă; din scrierea acestei condiții rezultă:

$$X_m = e^{1/2}.E^{1/2} / 4.(\pi\varepsilon)^{1/2} \qquad (8.6)$$

La coborârea înălțimii W_0 a barierei contribuie ambele componente ale forței; în intervalul $0 \div x_m$ contribuția $F_e(x)$ este:

$$\Delta\Phi_e = \int_0^{x_m} F_e(x).dx = e.\int_0^{x_m} E.dx = e.E.x_m \qquad (8.7)$$

iar în intervalul $x_m \div \infty$ contează lucrul mecanic al forțelor de atracție :

$$\Delta\Phi_i = \int_{x_m}^{\infty} F_i(x).dx = \frac{e^2}{16\pi\varepsilon}\int_{x_m}^{\infty}\frac{dx}{x^2} = \frac{e^2}{16\pi\varepsilon x_m} \qquad (3.8)$$

BCU IASI - FOND UNIVERSITY LIBRARY

Făcând apel la (8.6), se observă că cele două contribuții sunt egale. $\Delta\Phi_e = \Delta\Phi_i$, şi suma lor va fi :

$$\Delta\Phi = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon x_m} = \frac{e^{3/2}E^{1/2}}{\sqrt{4\pi\varepsilon}} \qquad (8.9)$$

Legea lui RICHARDSON – DUSHMAN se va scrie în prezenta câmpului electric :

$$j_{sat} = A'.T^2.\exp\left(-\frac{\Phi - \Delta\Phi}{\kappa T}\right) \qquad (8.10)$$

şi expresia este cunoscută şi sub denumirea de **legea lui SCHOTTKY.**

III. Determinări experimentale

Pentru a urmări diferite aspecte legate de emisia termoelectronică se va utiliza odiodă cu vid de tip RA007A, care are un anod cilindric din nichel şi un catod filiform din wolfram thoriat , coaxial cu anodul. Dimensiunile electrozilor sunt :

- diametrul catodului : d = 0,153 mm ;
- diametrul interior al anodului : D = 6,176 mm ;
- înălțimea anodului : h = 8,375 mm.

Dioda este încadrată în montajul din Fig.8.4, conținând circuitul de încălzire a catodului şi pe cel anodic. Încălzirea se face în curent alternativ - pe de o parte pentru a evita căderea de potențial pe catod, iar pe de alta pentru a permite un reglaj cât mai fin al curentului de filament. Intensitatea acestuia, I_f, se stabileşte cu ajutorul autotransformatorului A şi se măsoară cu un ampermetru; B este un transformator coborâtor de tensiune (~ 100 : 1). Cu ajutorul unui pirometrul optic a fost ridicată curba de calibrare t (°C) = f (I_f) , care este anexată lucrării şi serveşte la cunoaşterea temperaturii catodului. Un divizor de tensiune format din doi rezistori identici permite constituirea unui "nul fals" – potențialul mediu al catodului. Sursa reglabilă de curent continuu din circuitul anodic serveşte la producerea câmpului elctric despre care am vorbit; acest câmp va fi proporțional cu tensiunea anodică U_a şi poate fi calculat cunoscând configurația şi

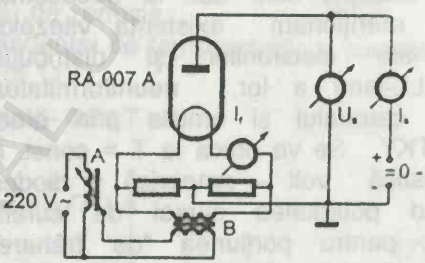


Fig.8.4

dimensiunile electrozilor. In sfârşit, intensitatea curentului de emisie al catodului, I_a, se va măsura cu un microampermetru.

Atenţie ! Dioda RA007A admite următoarele **valori maxime** : 2,88 A pentru curentul de încălzire I_f, 300 V pentru tensiunea anodică U_a şi 700 μA pentru curentul anodic I_a.

III.1 Emisia termoelectronică în prezenţa sarcinii spaţiale

Aşa cum am amintit în introducere, termoelectronii din vecinătatea suprafeţei catodului alcătuiesc un "nor" de sarcină spaţială negativă, generator al unui potenţial de frânare a fluxului de electroni. Fenomenul influenţează direct intensitatea curentului de emisie, şi este nevoie de un câmp electric accelerator pentru ca să poată fi pusă în evidenţă valoarea acestuia la saturaţie. În [14, Cap 3] se deduce dependenţa intensităţii curentului anodic de tensiunea anodică, în condiţiile unui câmp electric slab – deci în prezenţa sarcinii spaţiale; este cunoscuta " lege în 3/2 " sau legea **LANGMUIR – CHILD**:

$$I_a = \text{const.}\ U_a^{3/2} \qquad (8.11)$$

Conform deducerii amintite, caracteristicile diodei ar trebui să arate ca în Fig.8.5.a; în realitate ele sunt ca în Fig.8.5.b. Printre cauzele multiple care duc la deosebirile ilustrate, menţionăm existenţa vitezelor iniţiale ale electronilor şi distribuţia MAXWELL-iană a lor, neuniformitatea încălzirii catodului şi emisia prin efect SCHOTTKY. Se va ridica la T = const. o caracteristică volt – amperică a diodei, inversând polaritatea sursei de curent continuu pentru porţiunea "de frânare" ($U_a<0$), şi se vor logaritma valorile intensităţii curentului anodic. O reprezentare $\log I_a = f(U_a)$, pentru tensiuni anodice mai mici decât cea de la care începe saturaţia, va fi edificatoare în a vedea cât de aproape de realitate este ecuaţia (8.11).

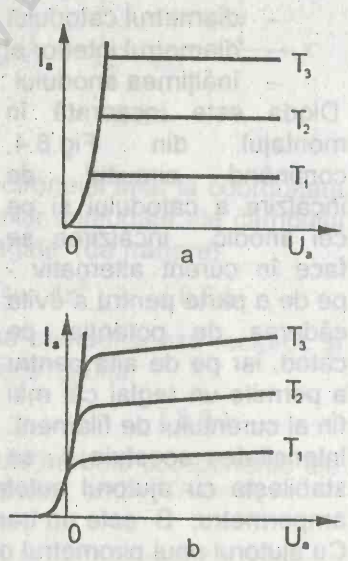
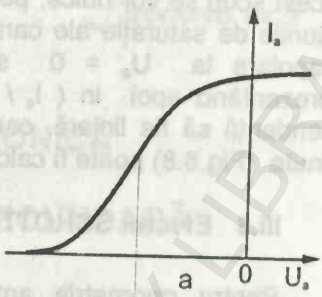


Fig.8.5

Un experiment interesant şi intuitiv poate fi realizat ridicând caracteristica de frânare a diodei la o temperatură scăzută, puţin superioară celei la care apare emisia termoelectronică (Fig.8.6.a). Putem presupune în acest caz că energia de excitaţie termică dată electronilor prin încălzirea metalului este suficienta doar pentru extracţie,

nu şi pentru a le furniza şi o energie cinetică suplimentară. Dacă se face o derivare grafică a caracteristicii obținute (Fig.8.6.b), se obține o curbă – clopot tipică unei distribuții după energie. Cu oarecare aproximație, aceasta ar corespunde distribuției energiilor electronilor liberi din metal la temperatura experimentului, energia cea mai probabilă, în eV, fiind cea corespunzând abscisei maximului (în V). Vă rugăm să argumentați această afirmație.



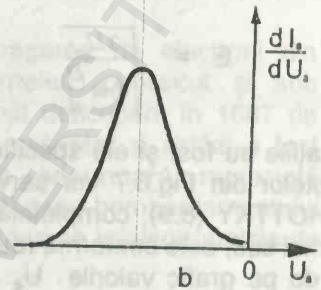


Fig.8.6

III.2 Verificarea legii RICHARDSON –DUSHMAN

Nu se pune problema de a determina experimental valori pentru j_e, T şi Φ şi de a le înlocui în relația (8.11), pentru a vedea dacă se justifică egalitatea. Dificultatea de a delimita aria emisivă de la suprafața catodului, neuniformitatea încălzirii acesteia, sunt doar două din impedimentele calculării corecte a densității curentului de emisie. Putem însă verifica legea dependenței de temperatură a curentului de emisie la saturație, adică după (8.11):

$$I_e = \text{const.}\ T^2 \cdot \exp(-\Phi / kT) \qquad (8.12)$$

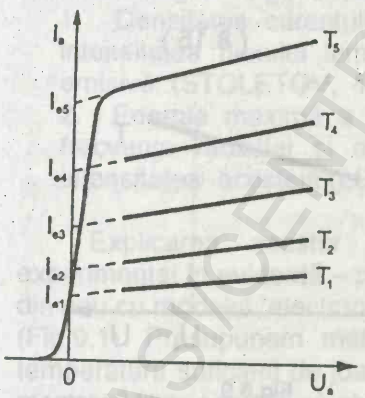


Fig.8.7

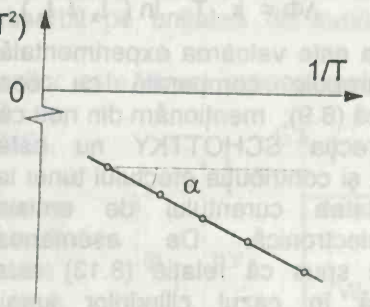


Fig.8.8

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

In acest scop se vor ridica, pentru 4 ÷ 5 valori ale temperaturii catodului, porțiunile de saturație ale caracteristicilor volt – amperice (Fig.8.7); prin extrapolare la $U_a = 0$ se vor determina valorile curenților I_e. Reprezentând apoi $\ln (I_e / T^2) = f (1 / T)$, ar trebui ca această dependență să fie liniară, conform (8.12). Mai mult, din panta dreptei obținute (Fig.8.8) poate fi calculată energia de extracție Φ .

III.3 Efectul SCHOTTKY şi efectul emisiei de câmp

Pentru geometria amintită a electrozilor (cilindri conductori coaxiali), intensitatea câmpului electric radial în spațiul anod – catod este

$$E = \sqrt{\frac{2.U_a}{d.\ln\frac{D}{d}}} \qquad (8.13)$$

(notațiile au fost şi ele specificate). Măsurătorile făcute pentru obținerea dreptelor din Fig.8.7 vor servi şi la stabilirea gradului în care corecția SCHOTTKY (8.9), completată cu expresia concretă a câmpului electric de mai sus, este conformă realității. Pentru una din curbele trasate se vor citi de pe grafic valorile U_a , I_a şi I_e (Fig.8.8). Presupunând că I_a urmează dependența (8.10) :

$$I_a = \text{const.}\ T^2 \ .\ \exp [- (\Phi - \Delta\Phi) / kT] , \qquad (8.14)$$

iar I_e pe cea din (8.12), din logaritmarea raportului celor două relații rezultă

$$\Delta\Phi = k \ . \ T \ . \ \ln (I_a / I_e) \ ; \qquad (8.15)$$

Aceasta este valoarea experimentală care trebuie comparată cu cea teoretică (8.9); menționăm din nou că în corecția SCHOTTKY nu este inclusă şi contribuția efectului tunel la intensitatea curentului de emisie termoelectronică. De asemenea trebuie spus că relația (8.13) este valabilă în cazul cilindrilor lungi, infiniți, iar în cazul nostru efectele "de margine" pot duce şi ele la erori.

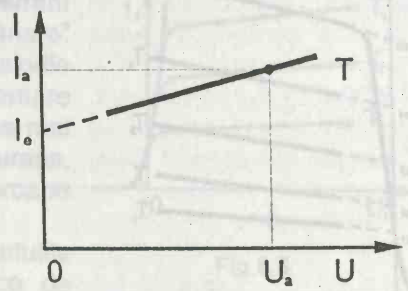


Fig.8.9

EMISIA FOTOELECTRONICĂ ŞI EMISIA ELECTRONICĂ SECUNDARĂ

I. Introducere

Emisia fotoelectronică constă în extragerea de electroni din solide sub acţiunea radiaţiei optice. Fenomenul, cunoscut şi sub denumirea de **efect fotoelectric extern**, a fost descoperit în 1887 de H. HERTZ, iar cel ce a dat modelul teoretic acceptat şi astăzi a fost A. EINSTEIN (1905). **Emisia electronică secundară** reprezintă extragerea de electroni de pe un solid sub influenţa bombardamentului cu particule încărcate sau neutre; în sens restrâns se înţelege emisia de electroni sub incidenţa unui fascicul electronic.

I.1 Emisia fotoelectronică

I.1.1 Fotoemisia metalelor

Cele două legi care guvernează efectul sunt:

1. Densitatea curentului fotoelectronic, j_f, este proporţională cu intensitatea fluxului luminos F, absorbit pe unitatea de suprafaţă emisivă (STOLETOV, 1890);
2. Energia maximă a fotoelectronilor este direct proporţională cu frecvenţa radiaţiei şi nu depinde de intensitatea acesteia (LENARD, 1889).

Explicarea acestor legi – puse experimental în evidenţă – poate fi ilustrată din nou cu modelul "electronilor într-o cutie" (Fig.9.1). Presupunem metalul aflat la o temperatură suficient de joasă, astfel încât electronii liber capabili să absoarbă energia cuantelor luminoase să aibă energia medie E_F. După absorbţia cuantei hν, electronul are o energie suficientă pentru a depăşi

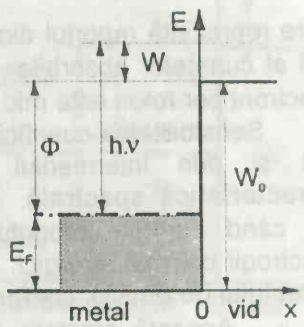


Fig.9.1

bariera energetică W_o şi îi rămâne încă o energie cinetică W, egală în cazul cel mai favorabil cu:

$$W_{max} = h.\nu - \Phi = (m_e.u^2_{max})/2 \qquad (9.1)$$

(expresia generală a legii lui EINSTEIN). Emisia nu poate avea loc la frevcenţe ν mai mici decât

$$\nu_o = \Phi / h , \qquad (9.2)$$

unde Φ este energia de extracţie, h - constanta lui PLANCK, iar ν_o - "pragul roşu" al emisiei fotoelectronice. Legea lui EINSTEIN mai poate fi scrisă ca :

$$W_{max} = h.(\nu - \nu_o) . \qquad (9.3)$$

De asemenea, din relaţia (9.2) rezultă că lungimea de undă critică depinde de energia de extracţie :

$$\lambda_o = c / \nu_o = c.h / \Phi \qquad (9.4)$$

($\lambda_o = 1,23 / \Phi$ μm, dacă Φ este exprimată în electron – volţi).

I.1.1.a Caracteristica spectrală a fotoemisiei metalelor

Eficienţa emisiei fotoelectrice se exprimă conform primei legi a efectului printr-o constantă

$$\gamma_f = \frac{j_f}{F} \qquad \left[\frac{\mu A}{lm} sau \frac{C}{J}\right] \qquad (9.5)$$

numită **sensibilitate** şi egală cu raportul dintre sarcina electrică emisă ($Q = j_f . t$) şi energia luminoasă absorbită ($W = F.t$). Se poate defini şi o **sensibilitate cuantică**,

$$\gamma_{fc} = \frac{N_e}{N_c} = \frac{h}{e}.\gamma_f.\nu , \qquad (9.6)$$

care reprezintă raportul dintre numărul electronilor emişi ($N_e = j_f / e$) şi cel al cuantelor absorbite ($N_c = F / h.\nu$); la metale pure, numărul de electroni per foton este mic : $\gamma_{fc} \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$.

Sensibilitatea cuantică depinde de frecvenţă (Fig.9.2) atât explicit, cât şi prin intermediul lui j_f; curba reprezentată se numeşte **caracteristică spectrală** a metalului. Efectul începe la "pragul roşu" ν_o, când energia fotonului este suficientă pentru a extrage numai electronii cei mai energici. Cu creşterea frecvenţei, creşte şi densitatea curentului de emisie, conform legii lui FOWLER [14, p. 99]; creşte deci şi γ_f. Această creştere are loc până la o frecvenţă ν_m, când toţi electronii din banda de conducţie pot părăsi metalul ($h.\nu_m = W_o$). La

frecvențe și mai înalte, γ_{fc} ar trebui să rămână constantă, dar în realitate scade din cauza diminuării cu frecvența a constantei de absorbție (număr de electroni excitați raportat la numărul de electroni cvasiliberi din apropierea suprafeței fotocatodului). La metalele alcaline și alcalino–pământoase (cu $E_F \approx 5$ eV), ν_m este în ultravioletul apropiat; la metalele greu fuzibile ca Ta, W, Ni ($E_F \approx 16$ eV), maximul caracteristicii de frecvență este în ultravioletul îndepărtat – deci greu de pus în evidență.

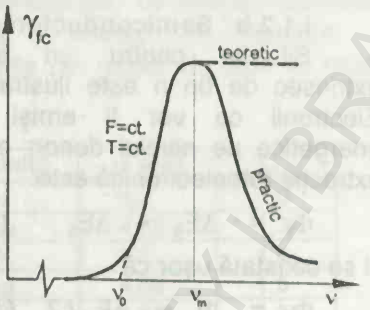


Fig.9.2

I.1.2. Emisia fotoelectronică la semiconductori

La semiconductori și dielectrici se manifestă și **efectul fotoelectric intern:** creșterea conductivității sub acțiunea radiației luminoase. Energia cuantei în domeniul optic ($\nu \sim 10^{14} \div 10^{15}$ Hz) este suficient de mare (1 ÷ 10 eV) pentru a produce purtători de pe niveluri de impuritate, sau chiar perechi electron – gol prin excitare intrinsecă; din cauza numărului mare de electroni în banda de conducție, la metale efectul este mai puțin pronunțat. Altă deosebire față de metale: energia de extracție din semiconductori nu coincide cu cea termoelectronică, după cum se vede din cele ce urmează .

I.1.2.a Semiconductori intrinseci (sau dielectrici, dacă $\Delta E_g \geq 3$ eV)

La temperaturi joase, modelul "cutiei" este schițat în Fig.9.3. Energia de extracție a fotoelectronilor va fi în acest caz

$$\Phi_f = \Delta E_g + \Delta E_c, \qquad (9.7)$$

pe când cea corespunzând termoemisiei ar fi

$$\Phi = \Delta E_g / 2 + \Delta E_c; \qquad (9.8)$$

prin urmare,

$$\Phi_f = \Phi + \Delta E_g / 2. \qquad (9.9)$$

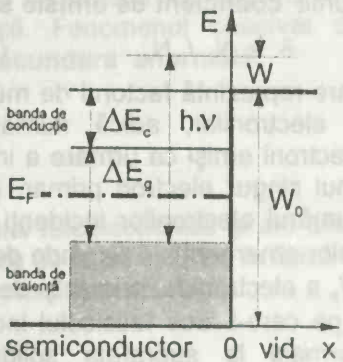


Fig.9.3

Caracteristica spectrală a semiconductorilor intrinseci are o alură

asemănătoare celei pentru metale (Fig.9.2).

I.1.2.b Semiconductori de impurităţi

Situaţia pentru un semiconductor extrinsec de tip n este ilustrată în Fig.9.4. Electronii ce vor fi emişi ocupă stări energetice pe nivelul donor; energia lor de extracţie fotoelectronică este:

$$\Phi_f = \cdot \Delta E_d + \Delta E_c \qquad (9.10)$$

şi se constată uşor că

$$\Phi_f = \Phi + \Delta E_d / 2, \quad (9.11)$$

deoarece funcţia de lucru termoelectronică $\Phi = \Delta E_d/2 + \Delta E_c$. Caracteristica spectrală a semiconductorilor impurificaţi arată ca în Fig.9.5. Emisia fotoelectronică începe la "primul prag roşu" ν_o', care are valoarea $\nu_o' = (\Delta E_d + \Delta E_c)/h$. Primul maxim al curbei reprezintă contribuţia electronilor proveniţi de pe nivelul (donor) de impuritate, iar minimul dintre cele două vârfuri ale caracteristicii se datoreşte benzii interzise. "Al doilea prag roşu", ν_o'', marchează apariţia electronilor excitaţi din banda de valenţă şi are valoarea $\nu_o'' = (\Delta E_g + \Delta E_c) / h$.

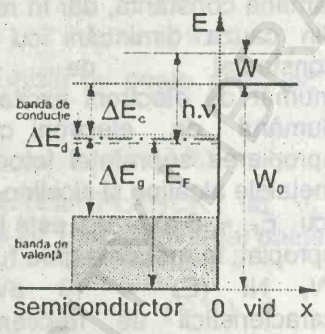


Fig.9.4

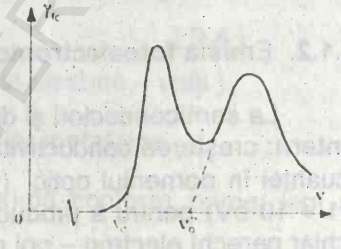


Fig.9.5

I.2 Emisia electronică secundară

Intensitatea efectului este caracterizată cu ajutorul unui parametru numit **coeficient de emisie secundară** :

$$\delta = N_i / N_e \qquad (9.12)$$

care reprezintă factorul de multiplicare a electronilor, adică numărul de electroni emişi ca urmare a impactului unui singur electron primar. (N_i este numărul electronilor incidenţi, N_e al celor emergenţi). δ depinde de energia W_p a electronului primar şi de unghiul θ pe care-l face fasciculul incident cu normala la suprafaţa solidului. Un exemplu al acestor dependenţe este

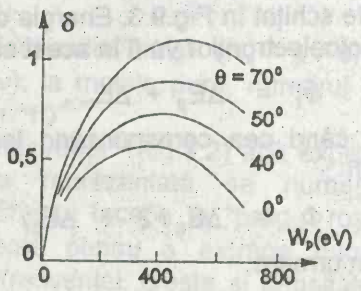


Fig.9.6

dat în Fig.9.6, metalul emisiv fiind nichelul. In tabelul ce urmează [14, p.104] sunt date valorile maxime ale coeficientului de emisie secundară pentru diferite metale; este specificată şi energia de extracţie Φ corespunzătoare, care, după cum se vede din tabel, nu este în relaţie univocă cu δ.

Metalul	Φ (eV)	δ_{max}	Metalul	Φ (eV)	δ_{max}
Cs	1,93	0,72	Al	4,2	1,0
K	2,2	0,75	Cu	4,29	1,3
Ba	2,52	0,83	W	4,5	1,4
Rd	2,57	0,9	Ag	4,55	1,5
Be	3,9	0,53	Ni	4,61	1,31
Ta	4,13	1,3	Pt	5,32	1,8

In semiconductori şi izolatori emisia secundară are particularităţi importante. Spre deosebire de metale, aceştia au puţini electroni în banda de conducţie, ceea ce facilitează posibilitatea electronilor secundari de a ajunge la suprafaţă. In consecinţă, δ pentru semiconductori şi izolatori este supraunitar, iar pentru unii semiconductori compuşi poate fi ~ 10 .

Un caz aparte îl constituie straturile dielectrice subţiri, caracterizate de coeficienţi de emisie secundară foarte mari. In 1936, MALTER a determinat pentru aluminiul acoperit cu 200 nm de Al_2O_3 coeficienţi $\delta \sim 10^2 \div 10^3$. Explicaţia pe care a dat-o fenomenului este următoarea: Emisia de electroni cu $\delta > 1$ încarcă pozitiv suprafaţa emisivă, dând naştere la un câmp intens în dielectric – şi deci şi la suprafaţa metalului. Acest câmp produce deformarea barierei energetice (vezi Lucrarea nr.8), facilitând emisia electronică "de câmp" din metal. Emisia de electroni continuă şi după încetarea bombardamentului - câteva ore chiar - deoarece stratul de oxid de aluminiu este un izolator foarte bun, care păstrează timp îndelungat sarcina indusă. Fenomenul observat de MALTER a primit denumirea de **emisie secundară anormală**.

II. Determinări experimentale

Pentru studiul unor aspecte ale emisiei fotoelectronice şi ale celei secundare vom utiliza două tuburi electronice de largă utilizare în fizică şi în alte domenii: **celula fotoelectrică** şi **fotomultiplicatorul**.

II.1 Celula fotoelectrică

Numită şi tub fotoelectronic, celula transformă energia luminoasă în energie electrică; utilizată în fototelegrafie, cinematografie, fotometrie, televiziune, automatizări, ş. a., ea este în prezent înlocuită treptat de dispozitivele optoelectronice cu semiconductori (fotorezistori, fotodiode sau fototranzistori). Funcționarea tuburilor fotoelectronice se bazează pe emisia fotoelectronică, iar construcția unei celule fotoelectrice este schițată în Fig.9.7. Fotocatodul (C) este de fapt o depunere de strat subțire pe interiorul balonului de sticlă (B) vidat la ~ 10^{-4} Pa, iar anodul (A) are de obicei o formă inelară. Electrozii sunt puşi în contact cu circuitul exterior prin intermediul unui soclu (D). S-au impus trei materiale ca fiind avantajoase în realizarea fotocatozilor: oxizii de Cs, stibiura de Cs şi Bi Cs. Detalii privind obținerea şi proprietățile fotocatozilor sunt date în [14, p. 155]. Montajul de studiu este reprezentat în Fig.9.8, unde cu ajutorul unui bec cu incandescență (1), a colimatorului (2) şi a diafragmei variabile (3) este produs un fascicul luminos paralel de flux F ajustabil. Fasciculul cade pe catodul fotocelulei (4), izolată în incinta (5) de alte surse de lumină. Un circuit de curent continuu produce tensiunea U_a între electrozi – citită cu un voltmetru – şi permite măsurarea curentului I_f datorat electronilor emişi sub influența luminii. Folosind gradațiile diafragmei (3) pentru aprecierea valorilor relative ale fluxului incident F, se vor ridica:

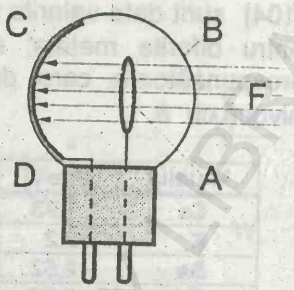


Fig.9.7

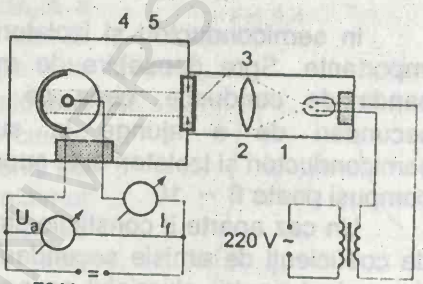


Fig.9.8

a) **Familia de caracteristici anodice** $I_f = f(U_a)$, având pe F parametru (Fig.9.9.a), şi

b) **Caracteristica curent – flux** $I_f = f(F)$, la U_a = const. (Fig.9.9.b). Cea de a doua caracteristică poate fi dedusă din primele, luând valorile lui I_f în domeniul de saturație şi la aceeaşi valoare V_a a

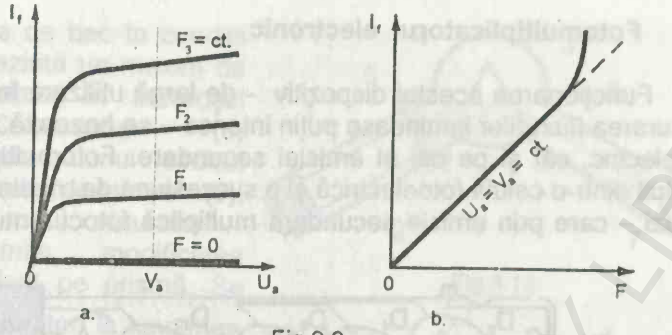


Fig.9.9

tensiunii anodice. Ea este o dreaptă, din care se poate determina uşor sensibilitatea integrală a catodului $\gamma_f = \Delta I_f / \Delta F$. In cazul fotocatozilor de SbCs pe suport izolator, abaterea de la dreaptă se datorează contribuţiei emisiei secundare de electroni.

Pe lângă fotocelulele cu vid, se fabrică tuburi fotoelectrice în care se introduc gaze nobile (He, Ne, Kr, Ar) la presiuni de $10^{-1} \div 10^{-3}$ torr. Fotocelulele cu gaz au caracteristicile din Fig.9.10. Spre deosebire de dependenţele prezentate în Fig.9.9.a, se observă la tensiuni anodice mari o creştere accentuată a curentului I_f cu tensiunea. Explicaţia acestui efect rezidă în creşterea numărului de purtători datorită ionizării moleculelor de gaz de către fotoelectronii accelerați. Fenomenul afectează şi caracteristica curent – flux (Fig.9.10.b), care indică o creştere aproximativ pătratică a lui I_f. Avantajul celulelor cu gaz constă în faptul că sensibilitatea lor integrală este de $3 \div 8$ ori mai mare decât a celor cu vid; în schimb neliniaritatea caracteristicii curent – flux este dezavantajoasă, iar funcţionarea în regim alternativ este limitată la frecvenţe mult sub cele la care pot lucra celulele cu vid.

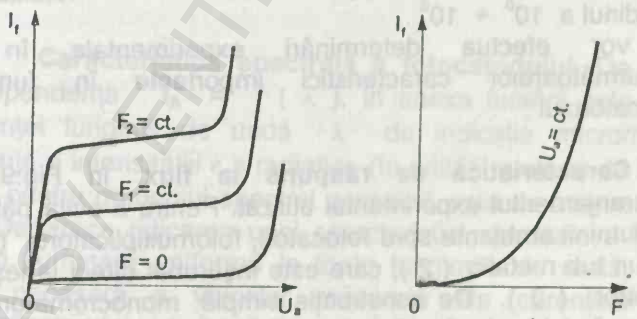


Fig.9.10

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

II.2 Fotomultiplicatorul electronic

Funcționarea acestui dispozitiv - de largă utilizare în detectarea și măsurarea fluxurilor luminoase puțin intense – se bazează atât pe efectul fotoelectric, cât și pe cel al emisiei secundare. Fotomultiplicatorul este alcătuit dintr-o celulă fotoelectrică și o succesiune de n electrozi – numiți dinozi – care prin emisie secundară multiplică fotocurentul celulei. Una

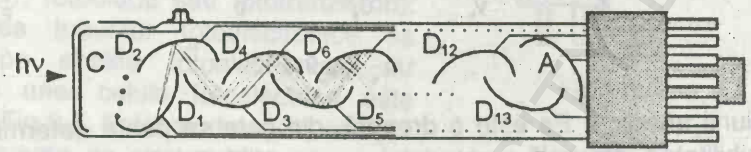


Fig.9.11

din formele constructive este schițată în Fig.9.11. Fotocatodul (C), din Sb – Cs, este o depunere pe interiorul balonului de sticlă; dinozii ($D_1 \div D_n$) sunt de asemenea depuneri de aliaje cu coeficient de emisie secundară δ mare (S – Cu – Cs , Sb – Cs sau Al – Mn) pe suporturi de Ni sau Al . Pentru ca toți electronii secundari emiși de un dinod să ajungă pe dinodul următor, potențialele electrice ale acestora sunt monoton crescătoare ($V_1 < V_2 < V_3 < ..... < V_n$) , iar tensiunea dintre doi dinozi succesivi ($\sim 10^2$ V) împreună cu forma special curbată a acestora realizează un câmp electric de **focalizare electrostatică**. Anodul (A) este colectorul final de electroni, curentul său fiind considerabil mai mare decât curentul de fotoemisie al catodului:

$$I_A = A_I \cdot I_f, \text{ unde } A_I = \delta^n . \qquad (9.13)$$

A_I se numește **coeficient de amplificare a curentului**, și poate atinge valori de ordinul a $10^6 \div 10^8$.

Se vor efectua determinări experimentale în scopul obținerii următoarelor caracteristici importante în funcționarea fotomultiplicatorului :

a) **Caracteristica de răspuns la flux.** In Fig.9.12 este prezentat aranjamentul experimental utilizat. Pentru a evita pătrunderea nedorita a luminii ambiante spre fotocatod, fotomultiplicatorul (1) este închis într-un tub metalic (2), care este înșurubat direct la ieșirea unui monocromator (3). De construcție simplă, monocromatorul are o singură prismă (4) și o fantă de ieșire (5), deplasabilă pe spectru cu ajutorul unui șurub micrometric. Sursa de lumina este un bec cu incandescență (7) cu filament de wolfram (6 V, 1,6 A); spectrul

luminii emise de bec în condiţii nominale prezintă un maxim de intensitate situat în infraroşul apropiat. Colimatorul (6) permite obţinerea unui fascicul paralel, iar fanta "de intrare" (8), cu ajutorul unui obturator – pană, permite modificarea fluxului incident pe prismă. Se vor face măsurători la lungimea de undă pentru care curentul anodic I_A al fotomultiplicatorului ("răspunsul") este maxim. Deplasarea cu o diviziune pe orizontală a obturatorului înseamnă o variaţie de un milimetru a înălţimii fantei. Considerând fluxul luminos F incident proporţional cu suprafaţa deschiderii fantei, avem proporţionalitatea F ~ div. fantă, ceeace permite ridicarea dependenţei $I_A = f(F)$ (Fig.9.13). (Valorilor citite ale curentului anodic li se aplică corecţia de curent de întuneric, aşa cum se arată la punctul c)). Pentru restul măsurătorilor deschiderea fantei de intrare va fi fixată la mijlocul porţiunii liniare a caracteristicii. Liniaritatea răspunsului la flux este ilustrarea primei legi a efectului fotoelectric, căreia i se supune materialul fotocatodului.

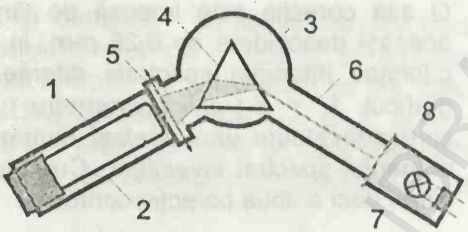


Fig.9.12

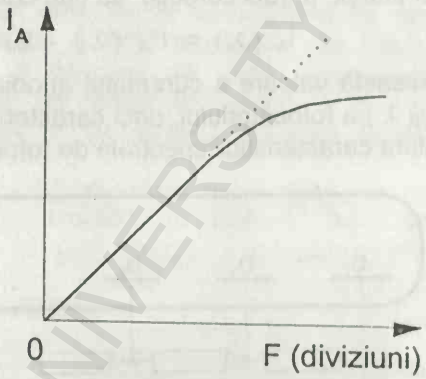


Fig.9.13

b) **Caracteristica spectrală a fotocatodului.** De fapt, se va ridica dependenţa $I_A = f(\lambda)$. În anexa lucrării este dat graficul dependenţei lungimii de undă λ de indicaţia micrometrului. O dependenţă a intensităţii ε a radiaţiei (în unităţi relative) de lungimea de unda λ, pentru domeniul spectral accesibil, este de asemenea anexată lucrării. Deoarece ridicarea unei caracteristici spectrale a fotocatodului implică o iluminare uniformă la toate lungimile de undă, se va face corecţia necesară a valorilor măsurate ale curentului anodic al fotomultiplicatorului prin împărţirea cu intensitatea radiaţiei incidente :

$$I'_A(\lambda) = I_{Amăs}(\lambda) / \varepsilon(\lambda) \qquad (9.14)$$

BCU TIMIŞOARA UNIVERSITY LIBRARY

O altă corecție este impusă de lărgimea fantei de ieşire (5). Prin aceeaşi deschidere de 0,25 mm, in diferite regiuni ale spectrului vor fi cuprinse intervale spectrale diferite. Pentru a evita acest lucru, din graficul $\lambda = f$ (div. micrometru) se vor determina intervalurile $\Delta\lambda$ corespunzătoare unui acelaşi număr de diviziuni – bineînțeles pentru domeniul spectral investigat. Curentul anodic al fotomultiplicatorului va suferi deci a doua corecție conform :

$$I''_A(\lambda) = I'_A(\lambda) / \Delta\lambda \qquad (9.15)$$

In sfârşit, a treia corecție va ține cont de **curentul de întuneric** I_{int}:

$$I_A(\lambda) = I''_A(\lambda) - I_{int} ; \qquad (9.16)$$

Această valoare a curentului anodic este proporțională cu sensibilitatea $\gamma_f(\lambda)$ a fotocatodului, deci caracteristica obținută are (în unități arbitrare) alura caracteristicii spectrale de fotoemisie a stibiurii de cesiu.

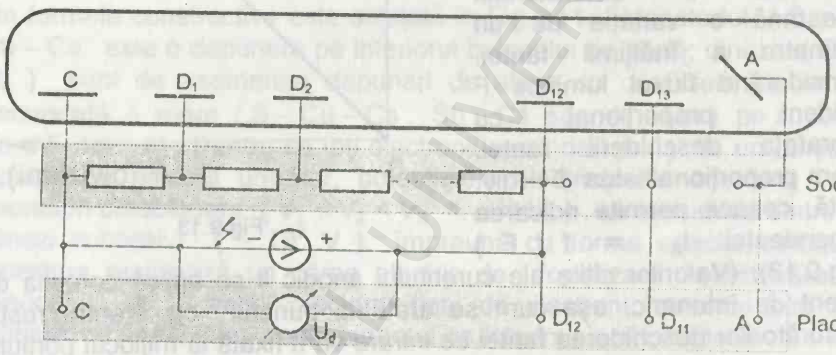


Fig.9.14

Am vorbit în cele de mai sus de valori ale curentului anodic; cum se măsoară ele? Figura 9.14 prezintă schema electrică de alimentare a electrozilor fotomultiplicatorului: primii 12 dinozi au potențiale crescătoare prin divizarea tensiunii U_D a unei surse variabile de curent continuu cu ajutorul unui lanț de rezistoare de 2 MΩ fiecare, iar dinodul al 13-lea şi anodul pot fi polarizați separat, în circuite exterioare. Pe o mică placă de distribuție a montajului sunt "scoase" contactele catodului (C), dinozilor 12 (D_{12}) şi 13 (D_{13}) şi a anodului (A). Curentul anodic, $I_{Amăs}$, va fi măsurat în circuitul anodului cu ajutorul unui microampermetru sau unui galvanometru.

c) **Curentul de întuneric** reprezintă curentul anodic înregistrat în absența radiației incidente; el este datorat în special emisiei

termoelectronice a fotocatodului şi dinozilor. Se determină cînd becul (7) este stins, fanta (8) a colimatorului (9) închisă, iar electrozii fotomultiplicatorului sunt polarizaţi normal. In acest scop se vor aplica tensiuni de ~ 150 V între D_{12} şi D_{13}, respectiv între D_{13} şi A, şi se va măsura $I_{Amăs}$ (F=0) = I_{int} = f (U). Pentru corecţiile de care am amintit se va lua în considerare valoarea I_{int} corespunzătoare tensiunii U_D de lucru.

d) **Caracteristica de dinod şi coeficientul de emisie secundară** sunt proprii suprafeţei dinozilor şi configuraţiei de optică electronică; ele pot fi determinate cu ajutorul montajului din Fig.9.15. Monocromatorul se reglează la o lungime de undă corespunzând maximului caracteristicii spectrale, iar fanta de intrare (8) la o deschidere ce determină un flux F la mijlocul porţiunii liniare a caracteristicii $I_{Amăs}$ = f (F)$_{U=ct}$ ridicată la punctul a). Sursa de înaltă tensiune va furniza, constant, tensiunea U_D optimă, ca şi la punctele precedente. Cu ajutorul întrerupătorului K se va decupla anodul şi se va măsura apoi dependenţa I_{13} = f (U_{12-13}). Aceasta se numeşte caracteristică de dinod şi va fi reprezentată grafic. Se va aplica apoi o tensiune U_{12-13} = const. corespunzând maximului acestei caracteristici, se va închide K şi se va măsura I_A = f (U_{13-A}). Întrucât coeficientul de emisie secundară δ este dat de raportul I_A/I_{13}, cele două caracteristici obţinute permit determinarea dependenţei δ = f (U), care trebuie să aibă alura curbelor din Fig.9.6. (Se vor face corecţii pentru curentul de întuneric atât curentului anodic, cât şi celui al dinodului 13).

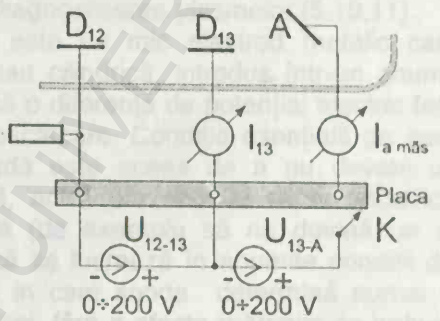


Fig.9.15

Observaţie : Focalizarea electrostatică a electronilor în fotomultiplicator se realizează numai pentru anumite intensităţi ale câmpului electric dintre dinozi, corespunzând unor valori de ~ 10^2 V ale tensiunilor dintre dinozii succesivi. Din acest motiv numai o porţiune din caracteristica δ = f (U) este reală, şi anume în limitele în care tensiunea U asigură funcţionalitatea opticii electronice de focalizare.

In încheiere, câteva completări la temă :

i) Emisia secundară de atomi din peretele camerei de descărcare ("liner ") ca urmare a bombardamentului cu ioni şi electroni din plasmă

reprezintă un proces nedorit, care poate impurifica (şi "răci" brusc) plasma "fierbinte". Primele incinte toroidale construite pentru a confina astfel de plasme au fost din materiale ceramice refractare; ele au trebuit să fie înlocuite tocmai din cauza coeficientului de emisie secundară ridicat. In prezent, pentru confecționarea liner-ilor sunt folosite oțeluri inoxidabile speciale;

ii) Una dintre cele mai cunoscute utilizări a fotomultiplicatoarelor este înregistrarea "evenimentelor" în experimentele de fizică nucleară ; ele pun în evidență fotonii emişi de detectorii cu scintilație. Fluxurile luminoase sunt extrem de scăzute în acest caz şi ar putea trece neobservate în curentul de întuneric, care reprezintă "zgomotul" fotomultiplicatorului. Pentru reducerea zgomotului termic fotomultiplicatoarele sunt menținute la temperaturi criogenice; aceasta nu numai în cazul fotodetectorilor nucleari, ci ori de cîte ori se impune o sensibilitate maximă (în astronomie şi astrofizică, de exemplu).

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

DIAGNOSTICAREA PLASMELOR CU AJUTORUL SONDEI SIMPLE

I. Considerații teoretice

Ideea de a folosi un mic electrod metalic introdus într-un anumit punct din plasmă pentru determinarea unor parametri intrinseci ai plasmei își are probabil originea în tehnicile folosite pentru determinarea suprafețeleor echipotențiale din electroliți. In anul 1924 Langmuir și Mott-Smith au propus o tehnică riguroasă de sondă care, ulterior, a devenit una dintre cele mai folosite pentru diagnosticarea plasmelor [5,10,11].

Sonda Langmuir-Mott-Smith este un mic electrod metalic care poate avea formă plană, sferică sau cilindrică, introdus într-un anumit punct al plasmei și căruia i se aplică o diferență de potențial electric față de unul din electrozii tubului de descărcare. Condiția esențială pe care trebuie să o îndeplinească o sondă este aceea de a nu deveni un element perturbator pentru plasmă, adică prezența ei să nu modifice parametrii și comportarea acesteia (de exemplu să nu devină un al treilea electrod al descărcării). Dacă se lucrează în anumite condiții de precauțiune, pot fi obținute situații în care sonda determină numai o perturbație locală și limitată a plasmei, fără a afecta mărimile ce trebuie determinate. Folosirea sondei devine astfel una dintre puținele metode care permit determinarea locală a mărimilor de interes în fizica plasmei, cum ar fi: densitatea și temperatura purtătorilor de sarcină (electroni, ioni), potențialul electric al plasmei, potențialul pereților tubului, câmpul electric, distribuția spațială a potențialului, distribuția energetică a purtătorilor de sarcină.

Dacă sonda se introduce în coloana pozitivă a unei descărcări electrice în curent continuu, atunci schema de polarizare a electrozilor tubului și a sondei este cea prezentată în Fig.10.1, în care E_a și E_s sunt surse de tensiune continuă reglabilă. Cu V_A, V_S și V_P au fost notate potențialele față de catod ale anodului, sondei și respectiv plasmei. Dacă potențialul plasmei se raportează la potențialul anodului, atunci diferența $U_o=V_P-V_A$ mai este cunoscută și sub denumirea de **potențial spațial.** De asemenea, diferența $U=V_S-V_A$ este potențialul sondei față de potențialul anodului și ea poate fi măsurată cu ajutorul voltmetrului V. Cu ajutorul relațiilor de mai sus poate fi exprimată difernța dintre potențialul sondei și potențialul plasmei $-V=V_S-V_P=U-U_o$ care este o mărime care

nu poate fi măsurată direct. Dar, deoarece U_0 este constant (dacă E_a se menține constant şi sonda nu perturbă plasma), rezultă că $-\Delta V = \Delta U$, variație care poate fi măsurată experimental.

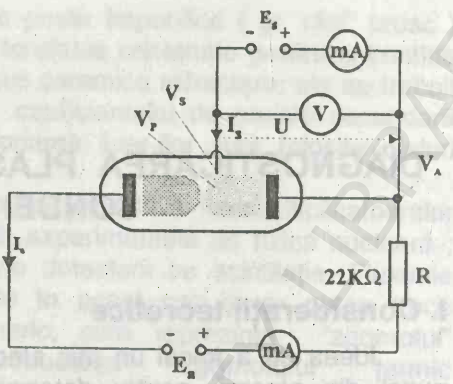


Fig.10.1

Potențialul sondei, V_S, poate fi făcut mai mare, mai mic sau chiar egal cu potențialul plasmei, V_P, astfel încât putem aranja ca sarcinile electrice care sunt transportate la sondă să fie numai ioni pozitivi, numai electroni sau să fie şi electroni şi ioni pozitivi. Mergând pe această idee, nu este greu să ne dăm seama că intensitatea curentului de sondă, I_S, este datorată fie ionilor pozitivi, fie electronilor, fie ambelor tipuri de purtători de sarcină.

Dependența funcțională a intensității curentului din circuitul de sondă, I_S, de tensiunea U (sau tensiunea V) poartă denumirea de **caracteristică voltamperică de sondă**. Reprezentarea sub forma $I_S=f(V)$ este identică din punct de vedere al aspectului curbei, cu deosebirea că originea axei U se mută la nivelul liniei punctate.

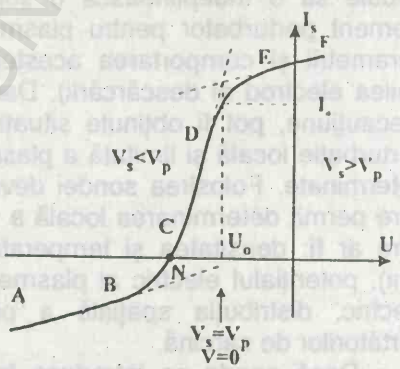


Fig.10.2

Regiunea AB a caracteristicii de sondă este **regiunea ionică**, în care potențialul sondei este negativ față de cel al plasmei (de obicei câteva sute de volți). In această situație, ionii pozitivi din plasmă sunt accelerați către sondă iar electronii sunt frânați, astfel încât la curentul de sondă participă doar primii. Atunci când sonda este puternic negativată, în jurul ei se formează un strat de sarcină spațială pozitivă care va determina apariția saturației curentului de sondă. La tensiuni de negativare mai mici, stratul de sarcină spațială se diminuează, şi o parte din electroni (cei cu energie cinetică mai mare) vor învinge potențialul retardant din spațiul plasmă-sondă, contribuind şi ei la formarea curentului de sondă. Este cazul **porțiunii BC** a caracteristicii de

sondă, numită **regiunea curentului ionic şi electronic**. Astfel se va obține situația în care, deşi potențialul sondei față de plasmă este negativ, totuşi curentul de sondă va fi nul (punctul N) deoarece electronii din plasmă sunt mai energetici decât ionii. Dacă se micşorează şi mai mult negativarea sondei față de plasmă, practic întregul curent de sondă se va datora electronilor, obținându-se porțiunea CD a caracteristicii de sondă, numită şi **regiunea curentului electronic**. Când potențialul sondei devine pozitiv față de potențialul plasmei, în jurul acesteia se formează o sarcină spațială negativă care ecranează sonda, determinând saturarea curentului de sondă (regiunea EF). Obținerea acestei porțiuni de caracteristică pe cale experimentală este o problemă dificilă care depinde puternic de geometria sondei.

Pentru determinarea parametrilor plasmei se folosesc în general toate cele patru regiuni ale caracteristicii de sondă. Datorită faptului că lucrarea de față îşi propune doar familiarizarea cu metoda în cauză, precum şi condițiilor concrete de efectuare a experimentului (măsurătorile se vor face în aer şi nu într-un gaz cu o singură componentă, cum se recomandă), în determinările noastre vom apela doar la regiunea curentului electronic (CDEF) a caracteristicii de sondă.

In general, dacă purtătorii de sarcină au o distribuție maxwell-iană a vitezelor, Langmuir a arătat că pentru orice tip de purtători şi orice tip de sondă, intensitatea curentului în circuitul de sondă, în cazul **câmpurilor electrice retardante**, este dat de ecuația:

$$I = jA_s e^{-\frac{eV}{kT}} \qquad (10.1)$$

în care A_s este aria sondei, e - sarcina electronului, V - potențialul sondei raportat la potențialul plasmei, k - constanta lui Boltzmann, T - temperatura componentei pentru care se calculează curentul de sondă, iar j este densitatea curentului de particule datorat mişcării dezordonate a acestora şi este dat de relația:

$$j = en\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \qquad (10.2)$$

în care n şi m sunt densitatea de particule, respectiv masa unei particule din specia respectivă.

In cazul porțiunii liniare CD a caracteristcii din Fig.10.2, curentul de sondă se datorează în principal electronilor care se deplasează în câmpul retardant din spațiul plasmă- sondă şi, din combinarea relațiilor (10.1) şi (10.2), rezultă:

$$I_e = A_s e n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} e^{-\frac{eV}{kT_e}} \qquad (10.3)$$

Logaritmând expresia, (10.3) se obține:

$$\ln I_e = const. - \frac{eV}{kT_e} \qquad (10.4)$$

Deci, având în vedere faptul că ecuația (10.4) reprezintă o dreaptă cu panta e/kT_e şi că $\Delta V = -\Delta U$, temperatura electronilor poate fi calculată pe baza dependenței $\ln I_e = f(U)$, (Fig.10.3), cu ajutorul relației:

$$T_e = \frac{e}{k}\frac{\Delta U}{\Delta \ln I_e} = \frac{e}{k}\frac{1}{tg\alpha} \qquad (10.5)$$

De remarcat faptul că, deoarece în calcule intervine logaritmul natural al valorii curentului de sondă, este indiferent în ce unități se măsoară acesta. Doar mărimile e, k şi ΔU trebuie măsurate în acelaşi sistem de unități.

Din proiecția pe axa U a punctului de intersecție a prelungirilor porțiunilor rectilinii CD şi EF (Fig.10.2) se obține potențialul spațial, U_O, al plasmei. Când $U=U_O$, $V=0$ şi, din intersecția proiecției susamintite cu caracteristica de sondă se obține curentul I_o corespunzător lui $V=0$. Punând $V=0$ şi $I_e = I_s = I_o$ în ecuația (10.3), se obține:

$$I_o = A_s n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \qquad (10.6)$$

din care, cunoscând aria sondei şi temperatura electronilor calculată din relația (10.5), se poate determina densitatea electronilor, n_e, în zona de plasmă investigată.

II. Determinări experimentale

Plasma care se investighează este coloana pozitivă a unei descărcări în aer la presiuni medii. Pentru aceasta se realizează dispozitivul experimental din Fig.10.1, având tubul de descărcare racordat la instalația de vid. Sursele de alimentare vor fi astfel alese încât tensiunile lor să poată fi reglate în intervalul 0-1000V pentru tubul de descărcare şi 0-200V pentru circuitul de polarizare a sondei. Sursa din circuitul de sondă se va conecta cu borna $\oplus$ la anodul descărcării.

In tubul de descărcare se amorsează o descărcare de curent continuu la presiune subatmosferică (10^{-1} -1 torr) şi, cu ajutorul unui magnet, se reglează distanța dintre electrozi astfel încât descărcarea să

prezinte o coloană pozitivă omogenă şi sonda să fie poziţionată în această zonă. Pe tot parcursul efectuării unui set de măsurători presiunea în tub şi intensitatea curentului prin descărcare (I_a = 10-20 mA) se vor menţine constante.

Odată pregătirea încheiată, se vor efectua următoarele măsurători şi determinări:

- se ridică punct cu punct caracteristica de sondă, începând cu regiunea curentului ionic, dând tensiunii dintre sondă şi anod, U, valori cuprinse în intervalul -200 - 0V. Din prelungirea AB a acestui grafic se evaluează contribuţia curentului ionic la curentul total de sondă corespunzător porţiunii CDEF şi, eliminând-o, se calculează valorile intensităţii curentului electronic.

- pentru regiunea de curent electronic se reprezintă grafic dependenţa $\ln I_e = f(U)$ (Fig.10.3) şi se calculează temperatura electronilor conform relaţiei (10.5).

- din caracteristica de sondă (fig.10.2) se determină potenţialul U_o al plasmei şi intensitatea I_o a curentului de sondă pentru o diferenţă de potenţial sondă-plasmă nulă ($V_S - V_P = 0$). Deja, pentru această valoare a diferenţei de potenţial, contribuţia curentului ionic la curentul total de sondă poate fi neglijată. Folosind relaţia (10.6) se va calcula densitatea de electroni din zona investigată, cunoscându-se faptul că aria sondei este: A_S = 1mm^2.

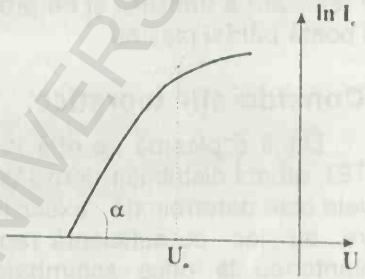


Fig.10.3

Folosind această succesiune de operaţii, măsurătorile şi determinările se vor face la mai multe valori ale presiunii, menţinând constantă intensitatea curentului prin descărcare şi la mai multe valori ale intensităţii curentului prin descărcare, menţinând presiunea constantă. In aceeaşi manieră pot fi investigate şi alte zone ale plasmei.

Valorile constantelor necesare efectuării calculelor sunt: k = 1,38 10^{-23} J/K, e = 1,6 10^{-19} C şi m_e = 9,1 10^{-31}Kg.

BCU IASI/CENTRU UNIVERSITAR LIBRARY

DETERMINAREA TEMPERATURII UNEI PLASME DIN INTENSITATEA LINIILOR DE EMISIE

Această metodă constă în interpretarea liniilor spectrale emise de atomii neutri sau de ionii atomici ca rezultat al tranzițiilor electronice în câmpul atomului sau ionului, interpretarea făcîndu-se în funcție de tipul de plasmă studiată [5,10,12].

Intensitatea liniei spectrale depinde de probabilitatea ca electronul să se afle pe nivelul superior al tranziției considerate, de probabilitatea de realizare a tranziției şi de probabilitatea ca fotonii rezultați din tranziție să poată părăsi plasma.

I. Considerații teoretice

Dacă o plasmă se află în condiții de echilibru termodinamic local (LTE), atunci distribuția densităților de populație a electronilor pe diferite nivele este determinată exclusiv de procesele de ciocnire atomică, care au loc cu suficientă rapiditate astfel încât distribuția "răspunde" instantaneu la orice schimbare din plasmă. In condițiile echilibrului termodinamic local această distribuție se calculează statistic, fără să fie necesare cunoştințe despre secțiunile eficace atomice. Datele atomice sunt necesare numai în legătură cu probabilitățile de realizare a tranzițiilor considerate. Rezultă deci că precizia de cunoaştere exactă a intesității liniilor spectrale este determinată de eroarea de determinare a parametrilor plasmei şi de eroarea de calcul a probabilităților atomice de tranziție.

Starea electronilor în modelele de plasmă LTE este determinată de legile de distribuție Maxwell şi Boltzmann.

Legea lui Maxwell permite cunoaşterea, în vecinătatea temperaturii T, a numărului dN de particule dintr-o specie dată, ale căror viteze sunt cuprinse în intervalul $v, v+dv$:

$$\frac{dN}{N} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv \qquad (11.1)$$

BCU IASI CENTRUL UNIVERSITAR LIBRARY

în care: N este numărul total de particule din specia considerată, m - masa unei particule, k - constanta lui Boltzmann şi T este temperatura mediului. Dacă se introduce notaţia $\alpha = \sqrt{2kT/m}$, atunci funcţia:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{1}{\pi\alpha^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \qquad (11.2)$$

este funcţia de distribuţie a vitezelor (Fig.11.1) şi ea prezintă un maxim pentru v = α, deci α este chiar viteza cea mai probabilă pentru specia respectivă de particule. Ea este diferită de viteza medie a particulelor, care este dată de relaţia:

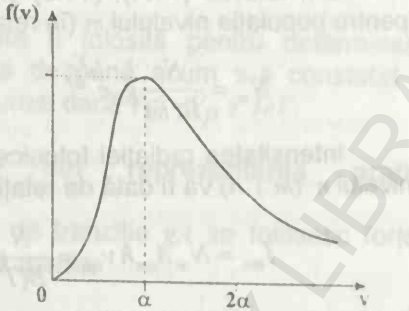


Fig. 11.1

$$\bar{v} = \int v f(v) dv = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \qquad (11.3)$$

Legea lui Boltzmann exprimă raportul populaţiilor a două nivele m şi n ale unui atom sau ion, nivele care au ponderile statistice g_m şi g_n şi energiile interne $-E_m$ şi $-E_n$ (limita continuumului este $E = 0$):

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \qquad (11.4)$$

In general se preferă utilizarea potenţialelor de excitare ale nivelelor m şi n ($V_{exc} = 0$ pentru nivelul fundamental), relaţia (11.4) devenind:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{V_m - V_n}{kT}} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{V_{mn}}{kT}} \qquad (11.5)$$

Dacă N este numărul total de particule şi N_1 este populaţia nivelului fundamental (pentru care $V_1 = 0$), atunci:

$$N = \sum_i N_i = \frac{N_1}{g_1}\left(g_1 + g_2 e^{-\frac{V_2}{kT}} + g_3 e^{-\frac{V_3}{kT}} + \ldots + g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} + \ldots\right) \qquad (11.6)$$

Expresia din paranteză reprezintă funcţia de partiţie, $B(T)$, a ansamblului de particule:

$$B(T) = \sum_i g_i e^{-\frac{V_i}{kT}} \qquad (11.7)$$

BCU CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Din relațiile (11.4), (11.6) și (11.7) se obține următoarea expresie pentru populația nivelului m (în relația (11.4) se va considera $n = 1$):

$$N_m = \frac{N}{B(T)} g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} \qquad (11.8)$$

Intensitatea radiației fotonice emise la tranziția de pe nivelul m pe nivelul n ($m > n$) va fi dată de relația:

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h\nu_{nm} = \frac{N}{B(T)} g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} A_{mn} h\nu_{nm} \qquad (11.9)$$

în care A_{mn} este probabilitatea de emisie spontană, iar h este constanta lui Planck.

Date fiind dificultățile experimentale care apar în măsurarea intensităților absolute ale radiațiilor emise de un ansamblu de particule, precum și cele legate de evaluarea numărului total de particule, N, și a funcției de partiție, $B(T)$, relația (11.9) nu poate fi utilizată ca atare pentru determinarea temperaturii unei componente a plasmei. Dar ea stă la baza unor metode experimentale de determinare a temperaturii, dintre care, în lucrarea de față, prezentăm două.

Determinarea temperaturii din intensitatea relativă a radiației spectrale se bazează pe exprimarea raportului intensităților absolute a două radiații cu frecvențe diferite emise de același sistem de particule:

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} = \frac{N_m}{N_p} \frac{A_{mn}}{A_{pq}} \frac{h\nu_{nm}}{h\nu_{qp}} \qquad (11.10)$$

Dacă se exprimă raportul N_m/N_p, pe de o parte din relația (11.10) și pe de alta din relația (11.5), se obține relația:

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} \frac{A_{pq}}{A_{mn}} \frac{\nu_{qp}}{\nu_{nm}} = \frac{g_m}{g_p} e^{-\frac{V_m - V_p}{kT}} \qquad (11.11)$$

Logaritmând această relație și exprimând potențialele de ionizare în eV, se obține relația:

$$\lg\left(\frac{I_{mn}}{I_{pq}} \frac{g_p A_{pq}}{g_m A_{mn}} \frac{\nu_{qp}}{\nu_{nm}}\right) = -\frac{5040}{T}\left(V_m - V_p\right) \qquad (11.12)$$

în care produsele de forma gA sunt probabilități de tranziție și ele sunt tabelate (ca de altfel și potențiale de excitare) pentru diverse specii atomice. Dacă aceste informații sunt accesibile, atunci, măsurând intensitățile și lungimile de undă a două radiații fotonice ale aceleiași

BCU "CAROL I" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

specii atomice, relația (11.12) poate fi folosită pentru determinarea temperaturii plasmei. Din experiența de până acum s-a constatat că metoda oferă rezultate acceptabile numai dacă $V_m - V_p \geq 1eV$.

Determinarea temperaturii din reprezentarea grafică Boltzmann.

Dacă în loc de probabilitățile de tranziție gA se folosesc forțele (tăriile) oscilatorilor, f, între care există relația:

$$g_m A_{mn} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{nm}^2}{mc^3} g_n f_{nm} \qquad (11.13)$$

atunci, relația (11.9) devine:

$$\frac{I_{mn} c^3}{g_n f_{nm} \nu_{nm}^3} = \frac{8\pi^2 e^2}{m} \frac{Nh}{B(T)} e^{-\frac{V_m}{kT}} \qquad (11.14)$$

Dacă în această relație se trece de la frecvențele radiațiilor la lungimile lor de undă și apoi se logaritmează ținându-se cont de preferința pentru exprimarea potențialului în eV, se obține expresia:

$$\lg \frac{I_{mn} \lambda_{nm}^3}{g_n f_{nm}} = const. - \frac{5040}{T} V_m \qquad (11.15)$$

Măsurîndu-se intensitățile și lungimile de undă ale radiațiilor emise de o specie atomică din plasmă și cunoscându-se celelalte mărimi care apar în relația (11.15), se poate reprezenta grafic termenul din stânga al relației în funcție de potențialul de excitare (Fig.11.2). Acest grafic este o dreaptă, din panta căreia se poate determina temperatura speciei respective conform relației:

$$T = \frac{5040}{tg\beta}[K] \qquad (11.16)$$

Cunoscându-se temperatura, din relațiile (11.2) și (11.3) se pot calcula viteza cea mai probabilă și viteza medie ale particulelor respective.

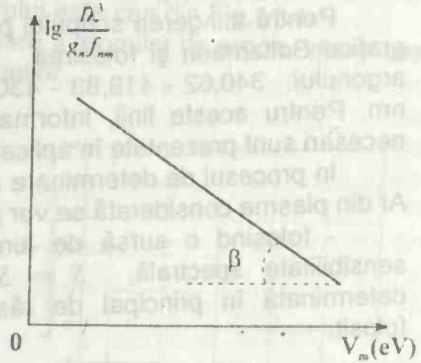


Fig. 11.2

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

II. Determinări experimentale

Ca aplicație practică a celor prezentate mai sus, în lucrarea de față se va determina temperatura de excitare, T_{exc}, a atomilor de argon dintr-o plasmă de radiofrecvență cuplată capacitiv la presiune atmosferică, mediul de întreținere a plasmei fiind argonul. Pentru informații în legătură cu acest tip de plasmă de radiofrecvență se poate consulta capitolul referitor la aplicațiile plasmei din prezenta lucrare.

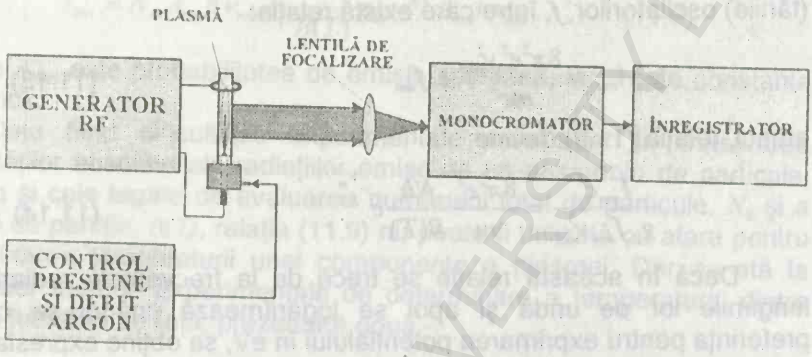


Fig. 11.3

Schema bloc a dispozitivului experimental folosit este prezentată în Fig.11.3. Radiația luminoasă a plasmei este focalizată pe fanta de intrare a monocromatorului în care, prin intermediul fotomultiplicatorului şi a părții de prelucrare electronică, semnalul optic este convertit în semnal electric şi apoi este înregistrat pe hârtie sau vizualizat pe un monitor (în cazul în care întreg ansamblul este dotat cu un sistem automat de prelucrare a datelor).

Pentru atingerea scopului propus, se recomandă folosirea metodei grafice Boltzmann şi folosirea următoarelor linii de emisie ale argonului: 340,62 - 419,83 - 430,01 - 451,07 - 555,87 - 557,26 - 603,2 nm. Pentru aceste linii, informațiile despre ceilalți parametri spectrali necesari sunt prezentate în aplicația care va urma.

In procesul de determinare a temperaturii de excitare a atomilor de Ar din plasma considerată se vor parcurge următoarele etape:

- folosind o sursă de lumină etalonată se trasează curba de sensibilitate spectrală, $S = S(\lambda)$, a monocromatorului, care este determinată în principal de răspunsul spectral al monocromatorului folosit.

- se măsoară intensitățile aparente, $I_{măs}$, ale liniilor de emisie ale argonului la lungimile de undă specificate anterior, scăzându-se din intensitatea totală contribuția fondului de emisie:

$$I_{net} = I_{mas} = I_{total} - I_{fond} \qquad (11.17)$$

Intensitatea se poate măsura în unități arbitrare deoarece reprezentarea logaritmică din Fig.11.2 face ca panta dreptei Boltzmann să nu depindă de acestea.

- ținându-se seama de sensibilitatea spectrală a monocromatorului se calculează intensitatea reală a fiecărei linii:

$$I_{real} = I_{mas} \frac{S(\lambda)_{max}}{S(\lambda)} \qquad (11.18)$$

- cunoscându-se ceilalți parametri spectrali ai fiecărei linii, se reprezintă grafic dependența $\lg\left(I_{real}\lambda / gf\right) = f(V)$, așa cum este arătat în Fig.11.2.

- din panta dreptei se determină temperatura de excitare de către electroni a atomilor de argon conform relației (11.6).

- folosind expresia lui α și relația (11.3) se calculează viteza cea mai probabilă și viteza medie a electronilor. Pentru aceasta se dau: m_e = 9,1 10^{-31}Kg și k = 1,38 10^{-23} J/K.

III. Aplicație

Folosind un monocromator HEATH EU-70 și un înregistrator K-201 a fost înregistrat spectrul de emisie ale argonului din luminiscența superficială a unei plasme de radiofrecvență cuplată capacitiv la presiune atmosferică (vezi anexa). Informațiile necesare referitoare la parametrii spectrali ai liniilor de argon sunt oferite în Tabelul 11.1, iar curba sensibilității spectrale a monocromatorului este cea din Fig.11.4.

Determinați temperatura de excitare a atomilor de argon, viteza cea mai probabilă și viteza medie a electronilor.

Tabelul 11.1

	λ(nm)	$g_n f_{nm}$	V_m(eV)
1	340.62	0.0382	15.47
2	419.83	0.0246	14.59
3	430.01	0.0169	14.51
4	451.07	0.0101	14.58
5	555.87	0.0740	15.14
6	557.26	0.0457	15.32
7	603.21	0.2178	15.13

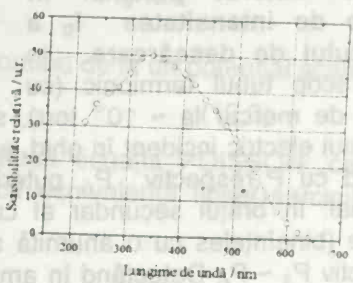


Fig.11.4

REZONANȚELE UNEI COLOANE DE PLASMĂ

I. Introducere

Metodele de diagnostic cu microunde a plasmei au fost trecute în revistă în [12, Cap. X]. In lucrarea de față se intenționează utilizarea "modelului dielectric" [idem, Cap. IX] pentru a explica rezonanțele de dipol (sau de multipol) ale unei coloane de plasmă. Realizat pentru prima oară de L. TONKS (1931) – care studia proprietățile coloanelor descărcărilor în plasmă – experimentul a constituit o confirmare a relației de dispersie pentru plasme calde la limita lungimilor de undă mari:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + (3.k_B.T/m_e).\, k^2 \qquad (12.1)$$

numită şi **dispersie BOHM – GROSS** (1949). Schema de principiu a experimentului este prezentată în Fig.12.1. Plasma ia naştere într-un tub termionic cu descărcare în arc (analog tiratronului), introdus la rândul său într-un ghid de undă. Experimentul constă în **măsurarea coeficientului R de reflexie datorat plasmei în funcție de intensitatea I_D a curentului de descărcare.** In acest scop tubul termionic (cu vapori de mercur la ~ 10^{-3} torr), situat la unghi drept față de direcția câmpului electric incident în ghid, este precedat de un cuplor direcțional. Notând cu P_i, respectiv P_r, puterile incidentă şi reflectată din ghidul principal, în brațul secundar al cuplorului se vor propaga în sensuri diferite (bineînțeles cu o anumită atenuare) câmpuri de puteri $P_1 \sim P_i$, respectiv $P_2 \sim P_r$. Detectând în amplitudine cele două semnale, raportul

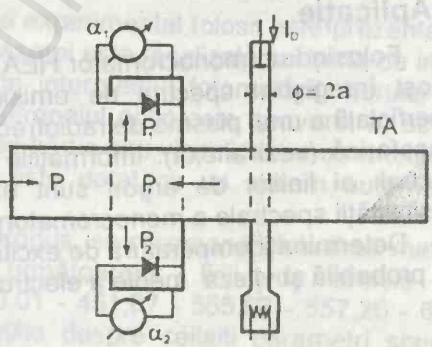


Fig.12.1

indicațiilor instrumentelor de măsură va fi tocmai coeficientul de reflexie:

$$R = \alpha_1 / \alpha_2 = P_r / P_i \qquad (12.2)$$

TA este o terminație adaptată, un absorbant care elimină unda reflectată de capătul ghidului. Un astfel de ansamblu care permite determinarea coeficientului de reflexie într-o linie de microunde este denumit **reflectometru**. Folosind ghiduri cu frecvența de tăiere de ~ 10 cm., iar diametrul tubului termoionic de ~ 1 cm., drumul liber mediu al electronilor în plasmă este mult mai mare decât diametrul descărcării – ceeace face ca plasma să se comporte ca fiind lipsită de ciocniri. Neglijând ciocnirile (v = 0) şi considerând o plasmă ne-antrenată (v_D = 0), din relația [12,(IX.72)] se obține cu ușurință ecuația de dispersie BOHM-GROSS (12.1). In condițiile citate, concentrația n_e a electronilor din plasmă este proporțională cu intensitatea componentei continue I_D a curentului descărcării, ceeace permite măsurarea la o frecvență dată a coeficientului de reflexie R în funcție de pulsația de plasmă ω_p

II. Considerații teoretice

Să idealizăm condițiile experimentale presupunând că intensitatea câmpului electric incident nu prezintă variații de-a lungul coloanei de plasmă, şi că această coloană există chiar fără tubul de sticlă care – în mod normal – o confinează. Modelul idealizat este prezentat în Fig.12.2. Dacă lungimea de undă a radiației incidente este mult mai mare decât raza coloanei, atunci în vecinătatea plasmei câmpul electric este cvasi-non-rotațional (rot $\vec{E} \approx 0$) ceeace permite deducerea distribuției câmpului pornind de la un potențial scalar:

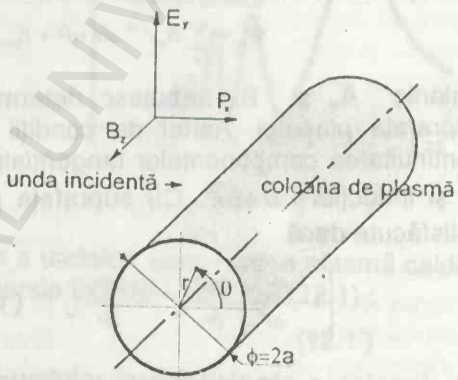


Fig.12.2

$$\vec{E} = -\nabla\Phi \qquad (12.3)$$

Potențialul scalar trebuie să satisfacă ecuația POISSON ,care scrisă în funcție de "constanta" dielectrică echivalentă lipsei sarcinilor este:

$$\varepsilon . \nabla^2 \Phi = 0 \quad , \qquad (12.4)$$

unde $\varepsilon \neq \varepsilon(x)$ – adică se presupune o constantă dielectrică omogenă. Rezultă că atât în interiorul, cât şi în exteriorul plasmei Φ trebuie să satisfacă ecuaţia LAPLACE, fără variaţie a lui z. In coordonate cilindrice, un set complet de soluţii ale ecuaţiei $\nabla^2_{\perp}\Phi = 0$ se poate alcătui prin combinaţii liniare ale

$$\Phi_n = (A_n . r^n + B_n . r^{-n}) . (C_n . \cos n\theta + D_n . \sin n\theta),$$

unde n poate fi orce întreg. Condiţia ca Φ să se anuleze la r = 0 înseamnă că în interiorul coloanei de plasmă $B_n = 0$, pe când geometria experimentului impune ca $C_n = 0$ (Din Fig.12.2 se vede că simetria cilindrică indică acelaşi potenţial pentru $\theta = 0$, ca şi pentru $\theta = \pi$). Prin urmare, în interiorul coloanei de plasmă potenţialul trebuie să fie

$$\Phi_i = \sum_{n=1}^{\infty} A_n . r^n . \sin n\theta \qquad (12.5)$$

In mod similar, în exteriorul coloanei de plasmă potenţuialul corespunzând lui $r \to \infty$ trebuie să se reducă la valoarea incidentă, deci

$$\Phi_{ee} = \sum_n B_n . r^{-n} . \sin n\theta + E_{inc} . r . \sin \theta \qquad (12.6)$$

Valorile A_n şi B_n trebuiesc determinate din condiţiile la limită pe suprafaţa plasmei. Astfel de condiţii la interfaţa dielectric-vid impun continuitatea componentelor tangenţiale ale intensităţii câmpului electric $\vec{E}$ şi inducţiei $\vec{D} = \varepsilon . \vec{E}$ .Cu suprafaţa plasmei la r = a cerinţele sunt satisfăcute dacă

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) . \frac{\partial \Phi_i}{\partial r}\Big|_a = \frac{\partial \Phi_e}{\partial r}\Big|_a \qquad (\varepsilon E_r \text{ continuu la } r = a) ;$$

$$\Phi_i(a) = \Phi_e(a) \qquad (E_\theta \text{ continuu la } r = a).$$

Din aceste condiţii se determină A_n şi se primeşte potenţialul din interiorul plasmei în funcţie de amplitudinea incidentă şi de frecvenţă:

$$A_1 = 2 . E_{inc} / (1+\varepsilon) \qquad (12.7)$$

$$(1+\varepsilon) A_n = 0 \quad ; \quad n \geq 2$$

Câmpul în plasmă devine astfel mare (rezonant) când frecvenţa este astfel încât $1 + \varepsilon = 0$, sau

$$\omega = \omega_p / \sqrt{2} \qquad (12.8)$$

BCU IASI - ITRAD NMR LIBRARY

Faptul că plasma rezonează la $\varepsilon = -1$ şi nu la $\varepsilon = 0$ este o consecinţă a geometriei cilindrice; toate acestea au fost amintite în [12, § I.3; a mai fost folosită în demonstraţie şi relaţia (I.46)].

Deoarece coloana de plasmă rezonează la frecvenţa (12.8), electronii din coloană oscilează ca răspuns la câmpul excitator. Această oscilaţie re-radiază, sau "împrăştie" în unde cilindrice câmpul incident. Deoarece la rezonanţă amplitudinea mişcării electronilor este maximă, şi puterea împrăştiată la rezonanţă va fi maximă. Iar dacă coloana de plasmă se extinde dincolo de limitele ghidului, ca în Fig.12.1, coeficientul de reflexie este maxim la rezonanţă.

III. Determinări experimentale

In Fig. 12.3 este arătat rezultatul acestui tip de experiment. Se observă însă mai multe rezonanţe, a căror cauză a rămas mult timp neelucidată. Rezonanţa la $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$, (numită rezonanţă principală), este identificată corect cu vârful de reflexie cel mai important. Celelalte vârfuri de împrăştiere au fost identificate în 1959 (R.W.GOULD şi colaboratorii) ca fiind datorate dispersiei termice a undelor, care – într-o plasmă caldă, omogenă – satisfac relaţia de dispersie BOHM – GROSS (12.1) :

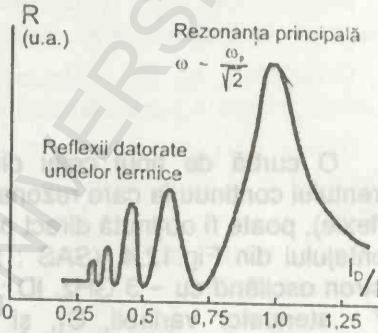


Fig.12.3

$$\omega^2 = \omega_p^2 + v_e^2 . k^2 \qquad (12.1')$$

Efectul dispersiei termice asupra undelor împrăştiate de o coloană de plasmă poate fi studiat cu ajutorul ecuaţiilor de (două) fluide ale plasmei, luând pentru presiune o valoare scalară şi considerând ionii prea masivi pentru a răspunde câmpului electric ($V_i = 0$). O discuţie este dată în [18, § 4.7], dar redarea ei ar depăşi cadrul prezentei lucrări. Prezentam doar rezultatul : plasma rezonează la frecvenţa

$$\omega^2 = \omega_p^2 / \sqrt{2}$$

şi la o serie de alte frecvenţe

$$\omega^2 = \omega_p^2 . [\, 1 + (3.\lambda_D/a^2).\, x_n^2 \,] \qquad (12.9)$$

unde $x_1 = 5,3$; $x_2 = 8,5$; ş.a.m.d. Să nu uităm, acestea sunt rezultatele unui model idealizat, care exclude dielectricul ce limitează plasma.

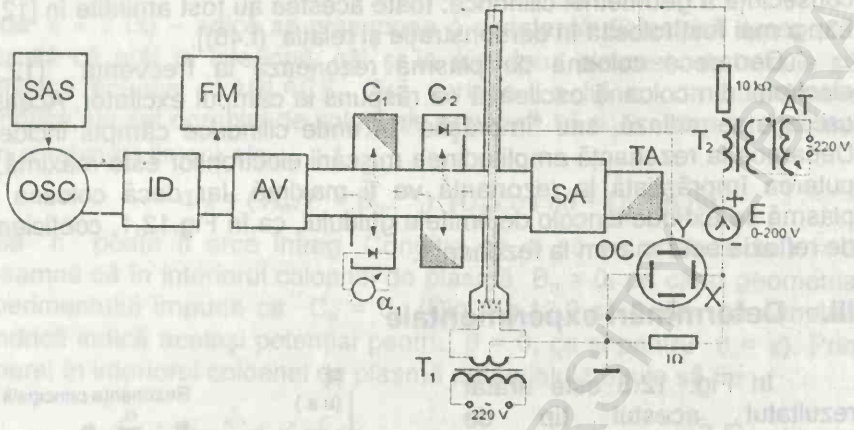


Fig.12.4

O curbă de tipul celei din Fig.12.3 (unde I_R este intensitatea curentului continuu la care rezonanța principală produce un maximum de reflexie), poate fi obținută direct pe ecranul osciloscopului (OC), conform montajului din Fig.12.4. (SAS : sursă de alimentare stabilizată, OSC : clistron oscilând cu ~ 3 GHz, ID : izolator direcțional, FM: frecvențmetru, AV : atenuator variabil, C_1, şi C_2 : cuploare direcționale cu 20 dB atenuare în brațul secundar, E : sursă variabilă de curent continuu pentru amorsarea şi întreținerea descărcării, T_1: transformator pentru alimentarea filamentului tubului termoionic, SA: şurub de reglaj, iar combinația autotransformator (AT) – transformator (T_2) – folosită şi în Lucrarea Nr.8 - produce modularea în amplitudine a intensității curentului descărcării).Experiența decurge în felul următor: se stabilesc tensiunile de alimentare ale clistronului şi ale tubului de descărcare şi se alege cu ajutorul atenuatorului variabil nivelul de putere convenabil în ghidul principal. Indicația α_1 a instrumentului de la cuplorul C_1 va fi menținută constantă, deoarece este proporțională cu puterea incidentă pe coloana de plasmă. Tensiunea provenind de la al doilea cuplor - proporțională cu puterea reflectată - va fi aplicată amplificatorului Y al osciloscopului; reglarea intensității curentului în plasmă se va face cu ajutorul componentei continue date de E şi a celei alternative din secundarul transformatorului T_2. Cu ajutorul şurubului de reglaj se va face adaptarea de impedanță în aşa fel, încît înaintea amorsării plasmei coeficientul de undă staționară să fie minim. Deflexia pe orizontală a osciloscopului se

face aplicând pe amplificatorul X tensiunea de pe o rezistență de valoare mică (tensiune proporțională cu intensitatea curentului descărcării). Intrucât frecvențmetrul ne permite cunoaşterea frecvenței ω la care are loc experimentul, relațiile (12.8) şi (12.9) ne vor da posibilitatea obținerii valorilor lui ω_p şi a lui λ_d – ceeace echivalează cu cunoaşterea concentrației n_e şi a temperaturii T_e corespunzând anumitor intensități ale curentului din plasmă.

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BIBLIOGRAFIE

1. ANGHEL, S.D. : "Măsurători electronice şi traductoare", Universitatea "Babeş-Bolyai", Cluj-Napoca, 1996.

2. ANGHEL, S.D: "Obţinerea plasmelor de radiofrecvenţă şi utilizarea lor în spectroscopia de emisie", teză de doctorat Univ. Cluj 1991.

3. BĂDĂRĂU, E; POPESCU, I.I.: "Gaze ionizate. Descărcări electrice", Ed.Tehn. Buc.1965.

4. BERMAN, A: "Total Pressure Measurements in Vacuum Technology", Acad. Press Inc., London - New-York, 1985.

5. BRĂTESCU, Gh., TOADER, E "Metode experimentale în fizica plasmei", Universitatea Bucureşti., 1973.

6. GABOVICI, M. P. : "Fizica şi tehnica surselor de ioni cu plasmă", Editura ştiinţifică şi enciclopedică, Bucureşti, 1976.

7. GOGA, Gh; POPESCU, C; VASILIU, E ; VATASESCU, A. : "Tuburi electronice şi dispozitive semiconductoare", Editura tehnică, Bucureşti, 1964.

8. HOLLAND - MERTEN, E.L. : "Tehnica vidului ", Editura tehnică, Bucureşti, 1958.

9. MUSA, G.: "Plasma şi viitorul energeticii", Editura ştiinţifică şi enciclopedică, Bucureşti, 1979.

10. POPESCU,I.I; E.TOADER: "Cinetica şi dinamica plasmei" Ed.Stiinţ.Encicl. Buc. 1983.

11. POPESCU, I.I; IOVA, I; TOADER, E: "Fizica plasmei şi aplicaţii", Ed.Ştiinţ.Encicl., Buc. 1981.

12. POPESCU, G.D. : "Fizica plasmei şi aplicaţii", Universitatea "Babeş-Bolyai", Cluj-Napoca, 1993.

13. ROTH, A. : "Tehnica vidului şi a aparatelor electrice cu vid", Editura energetică de stat, Bucureşti, 1955.

14. SANDU, D.D. : "Electronica fizică", Editura Academiei R.S.R., Bucureşti,1973.

15. TOMA, M ; POPA, Gh.: "Aplicaţii ale fizicii plasmei", Editura Tehnică, Bucureşti, 1982.

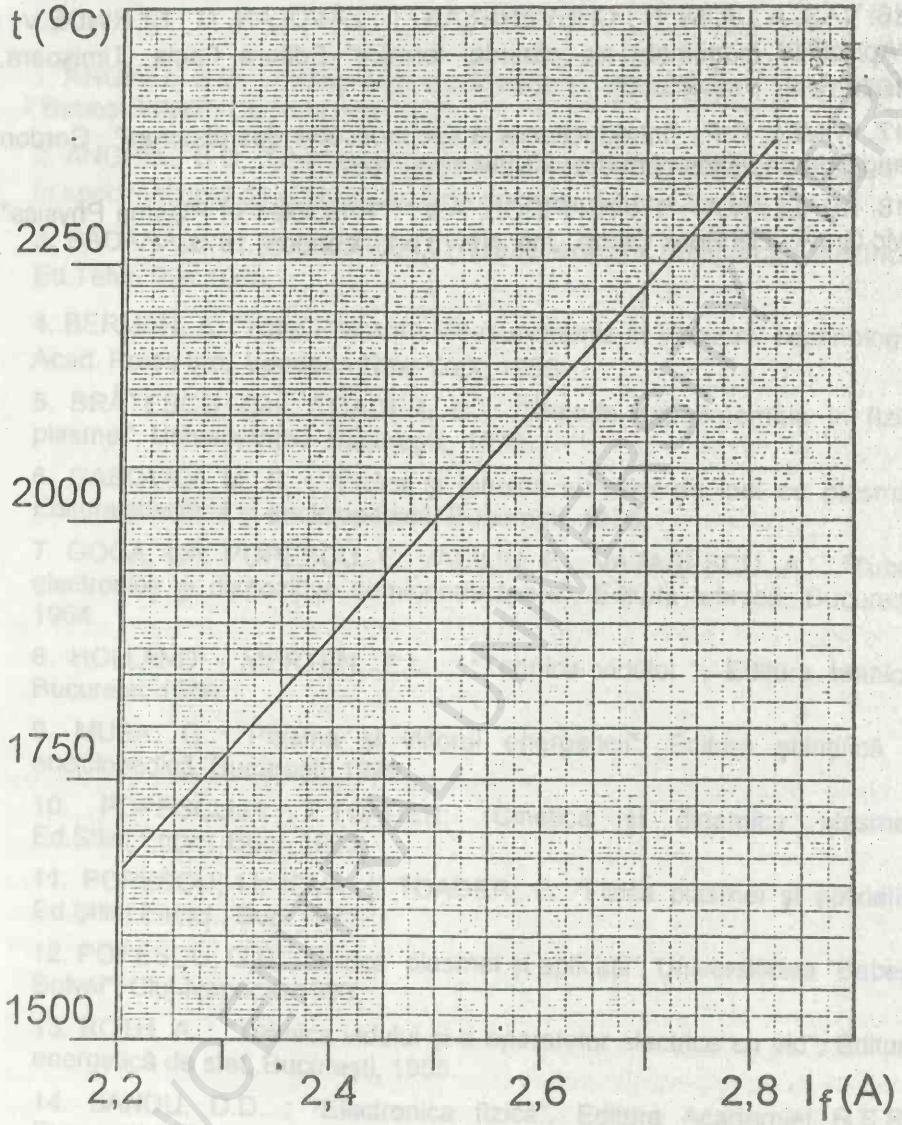
BCU "BABEŞ-BOLYAI" UNIVERSITY LIBRARY

16. VAŞ, A ; JONI, N ; CHEVEREŞAN, T ; ZĂVULAN, G ; BERINDE,V. : "Aplicaţiile industriale ale plasmei termice" Editura Facla, Timişoara, 1979.

17. WIMEL, C.P: "Introduction a la spectroscopie des plasmas" Gordon and Breach, Paris - Londres - New-York 1967.

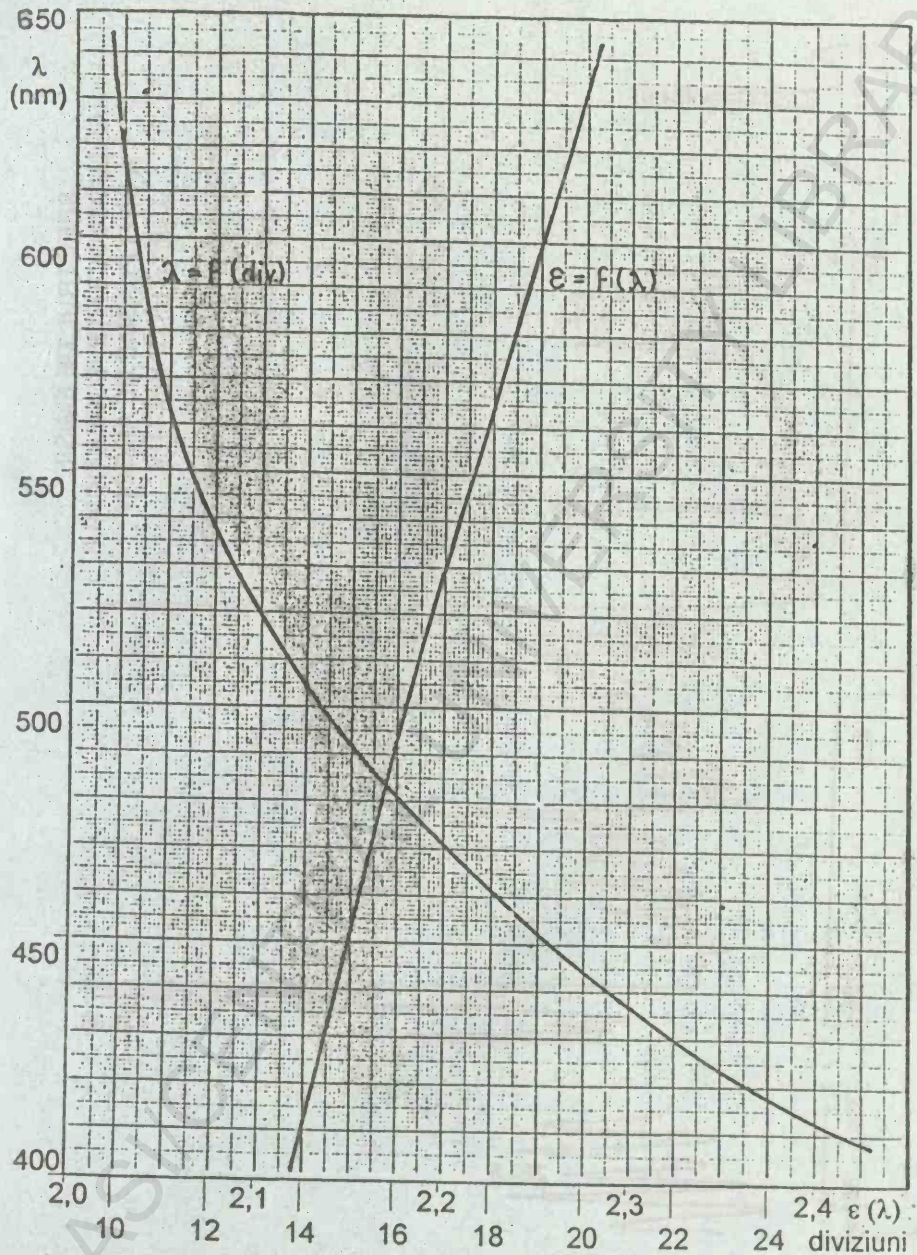
18. KRALL, N.A. ; TRIVELPIECE, A.V. : "Principles of Plasma Physics" Mc Graw - Hill Book Comp., Inc. New York - London, 1973.

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY



Calibrarea temperaturii catodului diodei RA007A

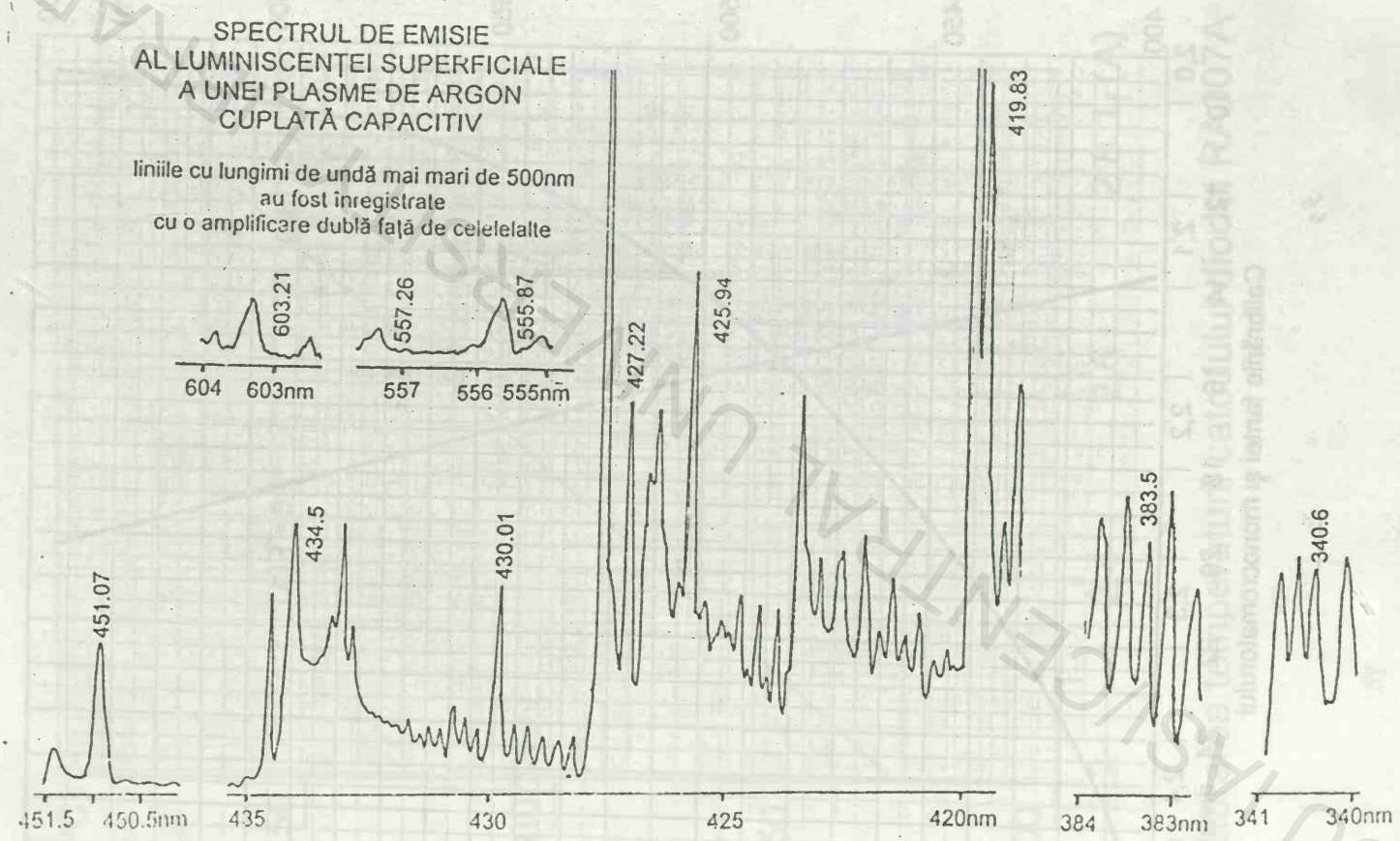
BCU IASI



Calibrările fantei și monocromatorului

95

BCU IAȘI


SPECTRUL DE EMISIE
AL LUMINISCENȚEI SUPERFICIALE
A UNEI PLASME DE ARGON
CUPLATĂ CAPACITIV
liniile cu lungimi de undă mai mari de 500nm
au fost înregistrate
cu o amplificare dublă față de celelelalte
603.21
557.26
555.87
604
603nm
557
556
555nm
451.07
434.5
430.01
427.22
425.94
419.83
383.5
340.6
451.5
450.5nm
435
430
425
420nm
384
383nm
341
340nm

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

892499

9.360 lei

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY